



TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO
TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

KIM PATOKOSKI
INFRAPUNA-AALLONPITUUKSIEN HAVAINNOINTI LASER-
KAVITEETIN SISÄISTÄ TAAJUUSSUMMAUSTA KÄYTTÄEN

Diplomityö

Tarkastaja: apulaisprof. Juha Toivonen
Tarkastaja ja aihe hyväksytty
Luonnontieteiden tiedekuntaneuvoston
kokouksessa 17.08.2016

TIIVISTELMÄ

KIM PATOKOSKI: Infrapuna-aallonpituuksien havainnointi laserkaviteetin sisäistä taajuussummausta käyttäen

Tampereen teknillinen yliopisto

Diplomityö, 61 sivua, 2 liitesivua

Elokuu 2016

Teknis-luonnontieteellinen koulutusohjelma

Pääaine: Teknillinen fysiikka

Tarkastajat: apulaisprof. Juha Toivonen

Avainsanat: taajuussummaus, infrapuna, laser

Infrapunavalon havainnointi toteutetaan normaalisti jäähdytetyillä puolijohdehavaitsimilla, joiden nopeus tai herkkyys ei ole samaa tasoa näkyvän valon alueella käytettävien havaitsimien kanssa. Epälineaarinen summataajuusmuunnos infrapunalta lähes näkyvän valon alueelle mahdollistaa jo olemassa olevien herkkien ja nopeiden havaitsimien käytön infrapuna-aallonpituuksien havainnoinnissa.

Tehokkaan taajuussummauksen aikaansaamiseksi vaaditaan epälineaarinen väliaine, jonka läpi kulkiessaan infrapunavalon summautuu toiseen samalla polulla kulkevaan valoon. Epälineaarinen prosessi on voimakkaasti riippuva summautuvien valonsäteiden tehosta. Kun epälineaarinen väliaine asetetaan laserkaviteetin sisään, saavutetaan huomattavasti suurempi summautuvan valon teho, kuin normaalisti laserkaviteetin ulkopuolella. Suuri kaviteetin sisäinen teho mahdollistaa tehokkaamman summataajuusmuunnoksen, vaikka summattava infrapunavalon ei olisikaan kovin voimakasta.

Työssä tarkastellaan aiempiin julkaisuihin perustuvan summataajuuskaviteetin suunnittelua ja rakentamista, sekä havainnollistetaan rakennetun summataajuushavaitsimen toimintaa. Havaitsin toimii $2,8\text{--}4,8\text{ }\mu\text{m}$:n aallonpituusvälillä, muuntaen infrapunan 1064 nm :n laservalon avulla $771\text{--}870\text{ nm}$:n aallonpituusvälille. Kolmen mikrometrin alueella havaitsimen kaistanleveys on $4,9\text{ nm}$. Aallonpituusalue sekä kaistanleveys ovat riippuvaisia käytettävän epälineaarisen kiteen ominaisuuksista.

Hyvän muuntohyötysuhteen omaava summataajuushavaitsin mahdollistaa uutta teknologiaa, kun näkyvän aallonpituusalueen sovelluksia voidaan siirtää infrapunalle. Esimerkiksi infrapunalasertutka (IR-Lidar) hyötyy nopeasta havaintolaitteesta.

ABSTRACT

KIM PATOKOSKI: Detection of infrared wavelengths by intracavity frequency upconversion

Tampere University of Technology

Master of Science Thesis, 61 pages, 2 Appendix pages

August 2016

Master's Degree Programme in Science and Engineering

Major: Technical Physics

Examiner: Associate Professor Juha Toivonen

Keywords: frequency upconversion, infrared, laser

Traditional detection methods of infrared light utilize cooled semiconductor devices, which are limited by speed and sensitivity compared to similar detectors at visible wavelengths. Nonlinear frequency upconversion from infrared to near visible wavelengths enables the use of existing fast and sensitive detectors in infrared detection.

Efficient nonlinear upconversion requires sum frequency generation of two light beams in a nonlinear medium. The upconversion process is strongly dependent on high field amplitudes of the light fields. As nonlinear medium is placed inside a laser cavity, much higher power and field amplitude can be generated for one of the beams compared to the traditional use of laser output beam. The high power cavity beam enables more efficient upconversion, even if the infrared light power is not high.

This thesis focuses on designing and building of a frequency upconversion detector based on previously published articles. The operation of the built detector is also demonstrated. The upconversion range and bandwidth are dependent on properties of used nonlinear crystal. The built detector operates in the range between 2.8 μm and 4.8 μm . At the wavelength region of 3 μm the detector has a conversion bandwidth of 4.9 nm.

An upconversion detector with a high conversion efficiency enables new technology as applications from visible wavelengths can be shifted to infrared wavelengths. For example, infrared laser radar (IR-Lidar) can benefit from increased speed and sensitivity of the upconversion detector.

ALKUSANAT

Tämä diplomityö on tehty Tampereen teknillisen yliopiston (TTY) Optiikan laboratoriossa kesän 2015 ja kesän 2016 välisenä aikana.

Kiitän apulaisprofessori Juha Toivosta työni ohjaamisesta, sekä uusien näkökulmien antamisesta laboratoriotyöskentelyyn ongelmien ilmaantuessa. Kiitokset kuuluvat myös optiikan laboratorion henkilökunnalle hyvästä työilmapiiristä sekä hyvistä työtiloista.

Tampereella, 24.08.2016

Kim Patokoski

SISÄLLYS

1. Johdanto	1
2. Valoon liittyvät perusilmiöt	3
2.1 Valon ja aineen vuorovaikutus	3
2.2 Valonsäteen kulku optisessa järjestelmässä	6
2.3 Epälineaarinen optiikka	10
2.4 Valoilmaisimet infrapuna-alueella	14
3. Laserin fysikaaliset perusteet	17
3.1 Laserkaviteetti	17
3.2 Vahvistus- ja nopeusyhtälöt	22
3.3 Vahvistusmateriaalit	25
4. Summataajuuskaviteetin suunnittelu	27
4.1 Laserkaviteetin vaatimukset ja suunnittelu	27
4.2 Vahvistava väliaine ja pumppulaser	32
4.3 Epälineaarinen kide	35
5. Mittaustulokset	39
5.1 Summataajuuskaviteetti	41
5.2 Infrapunailmaisimen toiminta	44
6. Tulosten analysointi	49
6.1 Summataajuuskaviteetin häviöt ja teho	49
6.2 Säteprofiilit ja kaviteettimoodin yksimuotoisuus	51
6.3 Infrapunahavaitsimen muunnoskaistat	54
7. Yhteenveto	59
Lähteet	62
Liite 1, V-kaviteetin stabiilisuusehtojen johtaminen	66

LYHENTEET JA MERKINNÄT

BW	bandwidth, kaistan leveys
DFG	difference frequency generation
Laser	light amplification by stimulated emission of radiation
Nd:YAG	neodyymi seostettu yttrium alumiini garnet ($\text{Nd:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)
Nd:YLF	neodyymi seostettu yttriumlitiumfluoridi
Nd:YVO ₄	neodyymi seostettu yttriumvanadiitti
OR	optical rectification
PPLN	jaksollisesti poolattu LiNbO_3
QPM	quasi-phase matching, paloittainen vaihesovitus
SFG	sum frequency generation
SHG	second harmonic generation
TEM _{lm}	poikittainen sähkömagneettinen moodi
A_n	sähkökentän amplitudi
A, B, C, D	siirtomatriisin alkiot
B	Einsteinin vakio stimuloidulle emissiolle
d_{eff}	epälineaarinen kytkeytymistekijä
E	energia
E_f	fotonin energia
F	fotonivuo
f	polttoväli
f_s	Sellmeier-yhtälön lämpötilariippuva termi
k	aaltoluku
L_{coh}	koherenssipituus
L_i	kaviteettihäviöt
l	pituus
M^2	säteen laatuparametri
M_T	optisen järjestelmän suurennos
N	populaatiotiheys
N_c	kriittinen käännteinen miehitys
n	taitekerroin
\tilde{P}	materiaalin polarisaatio
q	gaussinen sädeparametri

R	Säteen kaarevuus
R_p	Peilin kaarevuussäde
s_o	kohteen etäisyys linssistä
s_i	kuvan etäisyys linssistä
$u(x, y, z)$	gaussisen säteen kenttäjakauma
y_i	kuvan koko
y_o	kohteen koko
V_a	moodin tilavuus
w	lasersäteen poikkileikkauksen säde, $1/e$ kentän voimakkuus
z_R	rayleigh'n matka
γ	logaritmiset häviöt
ϵ_0	tyhjiön permittiivisyys
θ_d	avautumiskulma
Λ	kideakselin kääntöjakso
ν	sähkökentän taajuus
$\tilde{\xi}$	aika- ja paikka riippuva sähkökenttä
ξ	paikkariippuva sähkökenttä
σ	vuorovaikutusala
τ_c	fotonin elinaika kaviteetissa
τ_{sp}	spontaanin emission aikavakio
ϕ_{lm}	vaihetermi
Φ	fotonien määrä
χ	materiaalin susceptibiliteetti

1. JOHDANTO

Valon havainnointi perustuu aina valon ja aineen väliseen vuorovaikutukseen. Yksinkertaisena esimerkkinä voidaan todeta ihmisen näkökyky, missä valo osuu silmänpohjan sauva- ja tappisoluihin muuntuen aivojen tulkitsemaksi näkösignaaliksi. Näkökyvyn rajaamaa sähkömagneettisen säteilyn aluetta kutsutaan näkyvän valon alueeksi ja aallonpituudeltaan se tarkoittaa noin 400-700 nm:n välillä esiintyvää säteilyä. Valoksi luokiteltavaa säteilyä löytyy vielä molemmin puolin näkyvän valon kaistaa. Korkeaenerginen ultraviolettisäteily (UV-säteily) omaa lyhyemmän aallonpituuden näkyvään valoon nähden ja sijoittuu alle 400 nm:n aallonpituuksille. Matalaenergisien infrapunasäteilyn aallonpituus on suurempi kuin 700 nm ja ulottuu aina kymmeneen mikrometreihin asti.

Teknisesti valon suora havainnointi perustuu suurilta osin puolijohteisiin, kuten piihin (Si), jotka vapauttavat varauksenkuljettajia valon osuessa puolijohteeseen. Puolijohteesta valmistettu diodi asetetaan yleensä vastajännitteeseen virtapiiriin, jolloin sähkövirta kulkee ainoastaan valon tuottaessa vapaita varauksenkuljettajia puolijohteeseen. Korkeaenerginen säteily, kuten UV ja näkyvä valo toimivat hyvin puolijohteiden kanssa. Varsinkin pii on paljon käytetty materiaali valon havainnoinnissa UV-alueelta näkyvän valon kautta lähi-infrapunalle [1, 2]. Infrapunavalon havaitsemiseen käytetään esimerkiksi InGaAs ja HgCdTe yhdisteitä [3, 4, 5], jotka toimivat piin kanssa samalla tavalla, mutta kärsivät usein lämmön aiheuttamasta kohinasta. Infrapunalla toimivien puolijohteiden vasteaika on piitä hitaampi, joka rajoittaa käyttösovelluksia jonkin verran.

Matalaenergisien infrapunavalon summaamista toisen valon kanssa, hyödyntäen epälineaarisia optisia ilmiöitä, on ideoitu ja toteutettu jo 1970-luvulla astronomisen säteilyn havainnointia varten [6, 7]. Ongelmana on ollut pitkään riittävän hyvän hyötysuhteen saavuttaminen, sillä epälineaariset ilmiöt vaativat vahvaa sähkökenttää toimiakseen. Laservalon käyttö summattavana valona on hyvä ratkaisu luontaisen voimakkuutensa ansiosta. Kenties suurin innovaatio tapahtui Tanskassa, kun valon

summaaminen toteutettiin laserkaviteetin sisällä, missä summattava valo on vielä huomattavasti voimakkaampaa kuin laserin ulkopuolella [8]. Saman tyyppistä havainnointia on toteutettu hyödyntäen pulssitettua valoa, jolloin pulssin aikana valo on erittäin voimakasta, vaikka keskimääräinen teho olisi verraten pieni [9].

Perusideana summataajuuden havainnoinnissa on summata valo vaikeasti mitattavasta infrapunavalosta näkyvän valon tai lähi-infrapunavalon alueelle, jolloin voidaan käyttää valmiiksi kehitettyjä nopeita ja herkkiä havaitsimia. Ominaista summataajuustekniikoissa on yhden kapean aallonpituuskaistan muuntaminen kerrallaan, vaikkakin myös laajakaistainen muunnos on mahdollinen [10].

Tampereen teknillisen yliopiston fysiikan laitoksella ei ole aiemmin tutkittu tai käytetty infrapunavalon summataajuushavainnointia. Työn tarkoituksena olikin suunnitella, rakentaa sekä testata aiempiin kansainvälisiin julkaisuihin perustuva summataajuuskaviteetti laboratorion käyttöön sekä arvioida tekniikan käytettävyyttä infrapunavalon havainnoinnissa.

2. VALOON LIITTYVÄT PERUSILMIÖT

Optiikan tutkimus on pohjimmiltaan aina valon ja aineen vuorovaikutuksen tutkimista. Valo on sähkömagneettista säteilyä, jonka käyttäytymistä mallinnetaan aaltojen sekä hiukkasten avulla. Tarkimmat mallit valon etenemisestä pohjautuvat aaltorintaman etenemiseen ja vaativat integraalilaskentaa. Usein riittää kuitenkin yksinkertainen sädemalli, jolloin puhutaan geometrisesta optiikasta.

2.1 Valon ja aineen vuorovaikutus

Valon etenemistä voidaan mallintaa sähkömagneettisena aaltona. Vapaassa avaruudessa aalto värähtelee etenemissuuntaansa nähden kohtisuorassa ja kenttä voidaan kuvata vektorisuurena

$$\tilde{\xi} = \mathbf{A}e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)} + \text{c.c.}, \quad (2.1)$$

missä $\tilde{\xi}$ on sähkökenttä, \mathbf{A} on kentän amplitudi, \mathbf{k} on aaltovektori, \mathbf{r} on paikkavektori, $\omega = 2\pi\nu$ on kulmataajuus, t on aika ja c.c. tarkoittaa kompleksikonjugaattia. Kenttä on reaalin suuri, jota voitaisiin kuvata myös yksinkertaisesti sini- tai kosinifunktiolla. Yhtälö 2.1 on kompleksinen kuvaus kosinifunktiosta, sillä kompleksikonjugaatti kumoaa imaginääriset osat yhtälöstä pois. Laskenta on usein helpompi tehdä kompleksiluvuilla kuin sini- ja kosinifunktiolla. Vektorikuvaus ottaa huomioon kentän avaruudellisen värähtelysuunnan. [11, 12]

Valon värähtelysuuntaa kutsutaan kentän polarisaatioksi. Polarisaatio voidaan jakaa perustapauksissa karteesisten koordinaattien mukaan x - ja y -suuntaiseksi polarisaatioksi, kentän edetessä z -suuntaan. Jos x - ja y -suunnissa värähtelevien kentän komponenttien välinen vaihe-ero on nolla, kenttä on lineaarisesti polarisoitunut. Vaihe-ero komponenttien välillä luo elliptistä värähtelyä ja erikoistapauksessa $\pi/2$:n vaihe-erolla kenttä pyörii ympyräpolarisoituna etenemisakselinsa ympäri. Lineaarisesti po-

larisoituneessa tapauksessa yhtälöä 2.1 voidaan yksinkertaistaa skalaarikuvaukseksi ja kenttä värähtelee vain yhdessä suunnassa. Lisäksi usein paikkariippuva vaihetermi e^{ikr} yhdistetään amplitudin kanssa kompleksiseksi amplitudiksi $\xi = Ae^{ikr}$. Yhtälö 2.1 yksinkertaistuu muotoon

$$\tilde{\xi} = \xi e^{-i\omega t} + c.c.. \quad (2.2)$$

Kompleksisessa amplitudissa ilmenevä aaltoluku määritellään $k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$, missä n on väliaineen taitekerroin ja λ_0 on valon aallonpituus tyhjiössä. Muita tärkeitä suureita ovat taajuus ν sekä valonnopeus c_0 . Valon taajuus on riippumaton väliaineesta, mutta valon nopeus riippuu väliaineen taitekertoimesta $c = c_0/n$. [11, 12]

Väliaineen taitekerroin on tietyllä taajuudella vakio, mutta muuttuu taajuuden vaihtuessa. Myös materiaalin lämpötilalla on oma vaikutuksensa. Taitekerrointa voidaan arvioida Sellmeier-yhtälöllä eri aallonpituuksilla ja eri lämpötiloissa [13]. Käyttökelpoinen muoto yhtälöstä voidaan esittää

$$n^2 = a_1 + b_1 f_s + \frac{a_2 + b_2 f_s}{\lambda_0^2 - (a_3 + b_3 f_s)^2} + \frac{a_4 + b_4 f_s}{\lambda_0^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2, \quad (2.3)$$

missä a_x ja b_x termit tulee selvittää mittausten avulla [14]. Arvoja löytyy kirjallisuudesta eri materiaaleille kiitettävästi. Lämpötilariippuvuus otetaan huomioon sijoittamalla

$$f_s = (T - 24, 5^\circ C)(T + 570, 82^\circ C), \quad (2.4)$$

missä T on materiaalin lämpötila celsiusasteina. Taitekertoimen riippuvuutta aallonpituudesta, tai pikemminkin taajuudesta, kutsutaan valon dispersioksi [11].

Valo ei tarvitse väliainetta edetäkseen, kuitenkin väliaineessa edetessään valo vuorovaikuttaa aineen kanssa. Aineen atomit ja molekyylit reagoivat värähtelevään sähkökenttään. Spektroskopia on pohjimmiltaan tämän vuorovaikutuksen tutkimusta. Erilaisia havaittavia ilmiöitä ovat sironta, absorptio ja emissio.

Absorptiota voidaan kuvata aaltomallissa muuttamalla taitekerroin reaalisesta kompleksiseksi, jolloin imaginääriosia aiheuttaa amplitudin vaimenemisen. Spektroskopias-

sa valoa käsitellään usein hiukkasmallin avulla fotoneina. Yksittäisen fotonin energia E_f voidaan ilmaista Planckin vakion h avulla

$$E_f = \frac{hc}{\lambda} = h\nu = \hbar\omega, \quad (2.5)$$

missä $\hbar = h/2\pi$. Yhtälön 2.5 avulla voidaan määritellä irradianssi, eli teho pinta-alaa kohden. [15]

Hiukkasmallissa valonsäteen teho P on verrannollinen fotonien määrään Φ ja absorboivien atomien tai molekyylien määrään. Absorptiota kuvataan usein Beer-Lambertin lailla

$$d\Phi = -\Phi\sigma Ndl \quad (2.6a)$$

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha l}, \quad (2.6b)$$

missä σ on molekyylin vuorovaikutusala, N molekyylien tiheys, α on absorptiokerroin ja l on säteen kulkema matka absorboivassa materiaalissa. Absorptiovaikutusala on molekyylin, tai atomin, ominaisuus, joka kuvaa yhden molekyylin varaamaa pinta-alaa, jolle fotonin tulee osua absorption tapahtumiseksi. Kyseessä ei ole fyysinen pinta-ala vaan efektiivinen arvo. Yhtälö 2.6 perusperiaatteeltaan vain tehon eksponentiaalista vaimenemista kuvaava yhtälö. Valonsäteen tehon paikalle voidaan yhtälöön 2.6 vaihtaa mikä tahansa energiaan verrannollinen suure, kuten fotonimäärä tai irradianssi. [15]

Absorption tapahtuessa väliaineen atomi tai molekyyli virittyy ja vastaanottaa fotonin energian. Viritystila voi purkautua fotonina, tai muuttua lämpövärähtelyksi aineeseen. Viritystilan purkautuessa uutena fotonina puhutaan emissiosta. Purkautuminen voi tapahtua itsestään, spontaanina emissiona, tai stimuloituna emissiona toisen fotonin vaikutuksesta. Tärkeä ero näiden kahden ilmiön välillä on säteilyn suunta. Spontaanissa emissiossa fotonit voi emittoitua mihin tahansa suuntaan ja prosessi on tilastollinen. Usein virittyneen populaation määrään vaimenemista N kuvataan matemaattisesti eksponenttisyhtälön ja aikavakion τ_{sp} avulla. [15, 16]

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_{sp}}} \quad (2.7)$$

Spontaania emissiota voidaan havaita esimerkiksi fluoresenssina, jolloin emittoituneen valon spektri on erilainen kuin virittäneen valon spektri. Osa energiasta muuttuu lämmöksi energiatilojen purkautuessa, kunnes sopiva säteilevä siirtymä purkautuu fotonina. [15] Esimerkiksi LED-tekniikka perustuu spontaaniin emissioon.

Stimuloidussa emissiossa uusi foton vuorovaikuttaa virittyneen molekyylin tai atomin kanssa purkaen virityksen, ja emittoituvalla fotonilla on sama vaihe, taajuus sekä suunta purkavan fotonin kanssa [15, 16]. Stimuloitu emissio on siis verrannollinen viritystilaa purkavien fotonien määrään sekä virittyneen tilan populaatioon. Absorptio ja stimuloitu emissio ovat hyvin samankaltaiset ilmiöt. Yhtälöä 2.6 voidaan muokata kuvaamaan fotonien määrän lisääntymistä

$$\Phi = \Phi_0 e^{\sigma_{se} N l}, \quad (2.8)$$

missä σ_{se} on vuorovaikutusala stimuloidulle emissiolle. Molemmat yhtälöt 2.6 ja 2.8 olettavat vuorovaikutuksen olevan suhteellisen heikkoa. Malli ei ota huomioon kyläistymistä (engl. *saturation*), joka yleensä johtuu liian vahvasta valokentästä verrattuna vuorovaikuttavaan molekyylihiheyteen. Mallia voidaan korjata tarvittaessa lisäämällä eksponenttiin valokentän voimakkuuteen verrannollinen termi. Laskenta kuitenkin joudutaan suorittamaan numeerisesti. [16]

2.2 Valonsäteen kulku optisessa järjestelmässä

Valon etenemistä voidaan mallintaa geometrisen optiikan avulla säteinä. Lähestymistapa on useissa tapauksissa hyvinkin riittävä, mutta ei ota huomioon diffraktiota. Tarkempaa analyysiä varten tulee käyttää aaltomallia. Aaltomallilla voidaan mallintaa paremmin esimerkiksi lasersäteiden kokoa optisen järjestelmän sisällä tai diffraktiokuvion syntymistä tietyn mallisesta aukosta.

Geometrinen optiikka perustuu säteen seurantaan pienessä kulmassa optisiin komponentteihin nähden. Yhden tai kahden linssin tai peilin tapauksessa säteen seuranta on melko yksinkertaista. Yksi tunnetuimmista yhtälöistä on Gaussin linssiyhtälö

$$\frac{1}{s_o} + \frac{1}{s_i} = \frac{1}{f}, \quad (2.9)$$

missä s_o ja s_i ovat kuvannettavan kohteen sekä kuvan etäisyys linssistä ja f on linssin polttoväli. Lisäksi voidaan määritellä kuvan suurennus

$$M_{T1} = \frac{y_i}{y_o} = -\frac{s_i}{s_o}, \quad (2.10)$$

missä y_o on kohteen ja y_i on kuvan koko. [11] Kahden linssin yhdistelmän tapauksessa ensimmäisen linssin tuottama kuva toimii toisen linssin kohteena eli voidaan merkitä $y_{i1} = y_{o2}$. Kun asetellaan vielä alkuperäinen kohde ensimmäisen linssin polttopisteeseen, voidaan todeta $s_{o1} = f_1$. Lopullinen kuva muodostuu toisen linssin polttopisteeseen, eli $s_{i2} = f_2$. Huomattavaa on kuvaetäisyyden s_{i1} ja kohde-etäisyyden s_{o2} muuttuminen äärettömän suureksi ja oikeastaan voidaan todeta niiden olevan yhtäsuuret eli $s_{i1} = s_{o2}$. Tässä erikoistapauksessa voidaan määritellä kahdelle linssille käyttökelpoinen suurennuskaava

$$M_{T2} = \frac{y_{i2}}{y_{o1}} = \frac{y_{i1}}{y_{o1}} \frac{y_{i2}}{y_{i1}} = \frac{y_{i1}}{y_{o1}} \frac{y_{i2}}{y_{o2}} = \frac{s_{i1}}{s_{o1}} \frac{s_{i2}}{s_{o2}} = \frac{s_{i2}}{s_{o1}} = \frac{f_2}{f_1}, \quad (2.11)$$

eli alkuperäisen kohteen ja muodostetun kuvan välinen suurennus on linssien polttovälien suhde. Yllä olevat yhtälöt voidaan johtaa melko yksinkertaisesti, mutta monimutkaisempien järjestelmien säteenseurantaa varten käytetään siirtomatriiseja.

Optinen komponentti tai kokonaisuus voidaan esittää nelialkioisen ABCD-matriisin avulla [17]. Komponentti vaikuttaa säteen korkeuteen r ja kulmaan r' optiseen akseliin nähden. Sädevektorin alkiot voidaan sijoittaa vektoriin mielivaltaisessa järjestyksessä. Matriisin alkioihin vaikuttaa valittu formalismi ja eri lähteissä saatetaan käyttää eri järjestystä sädevektorissa [11, 16]. Muutos sädevektorissa ilmaistaan

$$\begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

missä alaindeksit viittaavat loppu- ja alkutilanteeseen. Esimerkiksi tavallisen peilin siirtomatriisi on identiteettimatriisi, sillä kulma ja korkeus pysyvät optisen akselin

suhteen vakiona. Valmiita siirtomatriiseja komponenteille löytyy esimerkiksi lähteistä [16, 17, 18]. Siirtomatriisit voi johtaa helpohkosti myös itse.

Laservalo on usein yhdensuuntaista ja kulkee yhtenäisenä säteenä. Säteen etenemistä voidaan tarkastella edellä kuvatulla tavalla, mutta itse säteen ominaisuuksien muutoksista se ei suoraan kerro mitään. Esimerkiksi positiivisen linssin läpi kulkien säde pienenee kohti polttopistettä ja kasvaa taas sen jälkeen. Siirtomatriisin avulla voidaan aaltomallia hyödyntäen tarkastella komponentin vaikutusta säteen kokoon ja kaarevuuteen. [16]

Laservalon muodostaman säteen poikkileikkauksella on tietynlainen kenttäjakauma, joka riippuu säteen tuotantotavasta. Säteellä on pääasiassa kaksi merkitsevää parametria, jotka ovat säteen koko ja aaltorintaman kaarevuus. Poikkileikkauksen kenttäjakautaa mallinnetaan näiden kahden parametrin avulla. Aaltorintaman kaarevuus näkyy säteen poikkileikkauksessa vaihe-erona keskustan ja kauempien alueiden välillä. Säteen koko taas määrittää, kuinka nopeasti kentän paikallinen amplitudi muuttuu siirryttäessä säteen keskikohdasta kohti reunoja. Lasersädettä mallinnetaan kompleksisen gaussisen jakauman avulla, jossa kompleksisuus pitää huolen kaarevuudesta aiheutuvasta vaihe-erosta poikkileikkaustasossa. Poikkileikkauksen kenttäjakautasta voidaan todeta

$$u(x, y, z) \propto e^{-ik \frac{(x^2+y^2)}{2q}}, \quad (2.13)$$

missä q on gaussinen sädeparametri [16]. Sädeparametri kuvaa säteen kaarevuutta sekä kokoa yhtälöllä [19]

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{M^2 \lambda}{\pi w^2}, \quad (2.14)$$

missä R on aaltorintaman kaarevuus. Säteen koko w määritellään poikkileikkauksen kenttäjakautasta etäisyytenä, jolla kentän voimakkuus tippuu $1/e \approx 37\%$:iin huippuarvosta. Sijoittamalla kenttäjakautaan $y = 0$, $x = w$ ja $M^2 = 1$ eksponenttitermi saa arvon e^{-1} . Säteen kaarevuuden muuttuessa äärettömän suureksi esimerkiksi polttopisteessä, tai kohdistavan linssin (engl. *collimating lens*) jälkeen, sädeparametri on puhtaasti imaginäärinen. Polttopisteessä säteen kokoa w_0 kutsutaan säteen vyötäröksi (engl. *beam waist*) [16]. Säteen laatukerroin M^2 [19, 20] kuvaa

säteen ideaalisuutta. Puhtaasti gaussinen säde saa arvon 1 ja vastaavasti vähemmän gaussisesti jakauman omaavat säteet saavat suurempia arvoja. Laaturkerroin mahdollistaa säteen mallinnuksen gaussisen säteen mallin mukaan, vaikka säde ei olisikaan puhtaasti gaussinen.

Optisen komponentin vaikutus sädeparametriin voidaan ilmaista siirtomatriisin alkioiden avulla

$$q_1 = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D}. \quad (2.15)$$

Yhtälöä 2.15 kutsutaan gaussisen säteen ABCD-laiksi. [16]

Säteen kokoa analysoitaessa voidaan yhtälöitä 2.15 ja 2.14 soveltaa etenemiselle vapaassa avaruudessa ja johtaa säteen koon muutokselle yhtälö

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda}{\pi w_0^2} z\right)^2}, \quad (2.16)$$

josta voidaan eritellä vielä Rayleigh'n kantama (engl. *Rayleigh range*)

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda}, \quad (2.17)$$

joka kuvaa säteen kykyä säilyttää kokonsa. Käytännössä Rayleigh'n matka vastaa matkaa, jolla säteen vyötärö on kasvanut alkuperäisestään kertoimella $\sqrt{2}$ ja pinta-ala kaksinkertaistunut. [16] Mitä suuremman arvon z_R saa, sitä paremmin säde säilyttää kokonsa edetessään. Säteen avautumiskulmalle (engl. *divergence angle*) saadaan yhtälö

$$\theta_d = \frac{M^2 \lambda}{\pi w_0}, \quad (2.18)$$

joka kuvaa säteen käyttäytymistä kaukana fokuksipisteestä eli $z \gg z_R$ [16].

2.3 Epälineaarinen optiikka

Sähkömagneettinen säteily ei tarvitse väliainetta edetäkseen. Valo voi kuitenkin kulkea myös materiaalin sisällä, jolloin väliaine reagoi muuttuvaan sähkökenttään polarisoituen sen vaikutuksesta. Matemaattisesti polarisaatio $\tilde{P}(t)$ voidaan ilmaista sähkökentän $\tilde{\xi}(t)$ avulla [12]

$$\tilde{P}(t) = \chi \epsilon_0 \tilde{\xi}(t), \quad (2.19)$$

missä ϵ_0 on tyhjiön permittiivisyys ja χ on materiaalin susceptibiliteetti. Tyhjiön permittiivisyys ja optinen susceptibiliteetti kuvaavat yhdessä materiaalin kykyä polarisoitua sähkökentän vaikutuksesta. Materiaalin vaste ei välttämättä ole lineaarinen, eli polarisaatio ei ole suoraan verrannollinen sähkökenttään. Kentän amplitudin kasvaessa suureksi materiaali ei pysty seuraamaan voimakkaasti värähtelevää sähkökenttää, jolloin materiaaliin polarisaatioon syntyy häiriöitä. Polarisaation lauseke 2.19 voidaan laajentaa Taylorin sarjan avulla potenssisarjaksi kuvaamaan myös syntyviä häiriöitä

$$\tilde{P}(t) = \chi^{(1)} \tilde{\xi}(t) + \chi^{(2)} \tilde{\xi}^2(t) + \chi^{(3)} \tilde{\xi}^3(t) \dots, \quad (2.20)$$

missä $\chi^{(n)}$ on optinen susceptibiliteetti sisältäen tyhjiön permittiivisyyden. Ensimmäinen termi ($n = 1$) kuvaa lineaarista osaa loppujen kuvatessa epälineaarista. Usein polarisaatio jaetaan kahtia lineaariseen ja epälineaariseen osaan [12]

$$\tilde{P}(t) = \tilde{P}^L(t) + \tilde{P}^{NL}(t). \quad (2.21)$$

Toisen ja kolmannen asteen susceptibiliteetit ovat huomattavasti ensimmäisen asteen susceptibiliteettiä pienempiä arvoja. Vastaavasti vielä korkeamman asteen termit saavat aina pienempiä arvoja [12]. Varsinkin jos toisen asteen susceptibiliteetti on suurempi kuin muut termit, voidaan arvioida epälineaarisen polarisaation koostuvan vain toisen asteen polarisaatiosta

$$\tilde{P}^{NL}(t) \approx \tilde{P}^{(2)}(t) = \chi^{(2)} \tilde{\xi}^2(t). \quad (2.22)$$

Kuten osiossa 2.1 todettiin sähkökentän olevan käytännössä vektorisuure, niin myös susceptibiliteetti on riippuvainen avaruudellisista suunnista. Sähkökenttävektori kertoo sähkökentän värähtely ja etenemissuunnasta ja susceptibiliteetti saa erilaisia arvoja riippuen näistä suunnista. Matemaattisesti susceptibiliteettia kuvataan tensorina, joka yhdessä vektorikuvauksen kanssa mahdollistaa polarisaation laskennan. [12] Jälleen jos sähkökenttä on lineaarisesti polarisoitunut värähdellen vain yhdessä suunnassa, voidaan susceptibiliteetille löytää jokin tehollisarvo ja laskenta yksinkertaistuu. Tällöin vektorit voidaan jättää huomiotta.

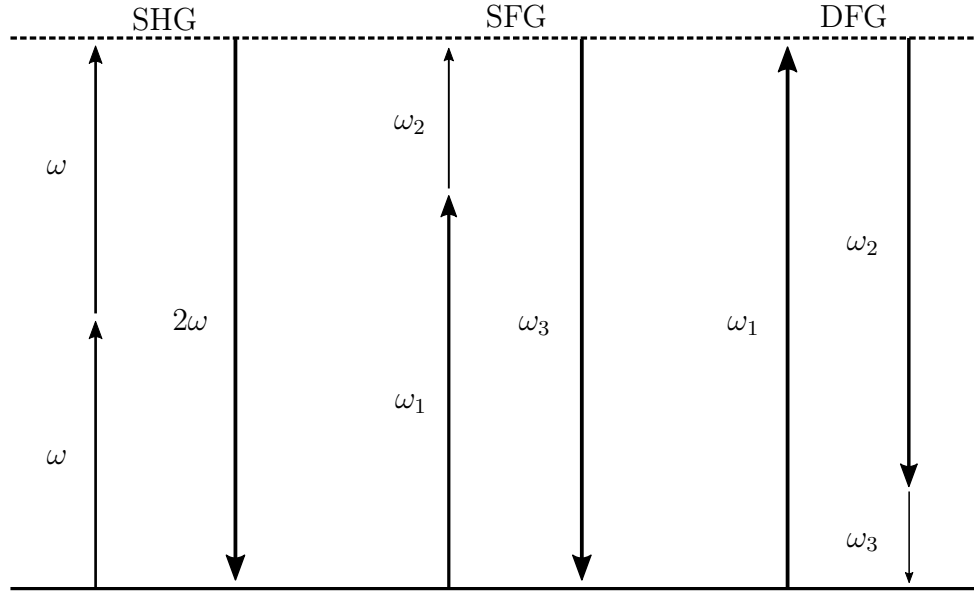
Kahden eri taajuudella värähtelevän sähkökentän $\tilde{\xi} = \tilde{\xi}_1 + \tilde{\xi}_2$ aiheuttama toisen asteen polarisaatio voidaan nyt laskea. Yhtälön 2.22 mukaan

$$\begin{aligned} \tilde{P}^{(2)}(t) &= \chi^{(2)} \tilde{\xi}^2(t) = \chi^{(2)} [\xi_1 e^{-i\omega_1 t} + \xi_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c.] \\ &= \chi^{(2)} [\xi_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + \xi_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2\xi_1 \xi_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + \xi_1 \xi_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c.] \\ &\quad + 2\chi^{(2)} [\xi_1 \xi_1^* + \xi_2 \xi_2^*]. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Yhtälössä 2.23 on nähtävissä useita erilaisia eksponenttitermejä, jotka liittyvät eri epälineaariin ilmiöihin. Kaksi yksittäistä sähkökenttää voivat muodostaa materiaaliin sellaista värähtelevää polarisaatiota, jonka taajuus poikkeaa alkuperäisistä taajuuksista. Yhtälön 2.23 Ensimmäiset kaksi termiä ilmiantavat taajuuden kahdentumisen (engl. *second harmonic generation*, SHG), seuraavat vastaavasti summataajuuksien (engl. *sum frequency generation*, SFG) ja erotaaajuuksien (engl. *difference frequency generation*, DFG) syntymisen. Viimeinen termi on aikariippumaton ja kuvaa optista vahvistusta (*optical rectification*, OR) [12].

Materiaaliin syntyvä värähtelevä epälineaarinen polarisaatio toimii sähkökentän lähteenä emittoiden valoa uudella taajuudella. Fotonimallin mukaan ajateltuna kaksi fotonia yhdistyvät yhdeksi (SHG, SFG) tai yksi fotoni hajoaa kahdeksi toisen vaikutuksesta (DFG). Ilmiötä on havainnollistettu kuvassa 2.1. Aaltomallia käyttäen Maxwellin yhtälöiden pohjalta voidaan johtaa aaltoyhtälö, jossa ilmenee epälineaarista polarisaatiosta johtuva lähde-termi

$$-\nabla^2 \xi_n(r) - \frac{\omega_n^2}{c^2} \epsilon^{(1)}(\omega_n) \xi_n(r) = 4\pi \frac{\omega_n^2}{c^2} P_n^{NL}. \quad (2.24)$$



Kuva 2.1 Epälineaarisia prosesseja voidaan kuvata fotonitasolla Manley-Rowe yhtälöiden avulla. Summataajuuden (SFG) tapauksessa kaksi fotonia taajuuksilla ω_1 ja ω_2 tuhoutuu ja yksi fotoni summataajuudella ω_3 syntyy. Taajuuden kahdennus (SHG) on erikoistapaus summataajuudesta, jolloin $\omega = \omega_1 = \omega_2$. Erottaajuudessa (DFG) yksi fotoni ω_1 häviää luoden kaksi uutta fotonia ω_2 ja ω_3 .

Summataajuuden tapauksessa materiaaliin syntyvälle polarisaatiolle voidaan kirjoittaa lähdekentistä riippuva yhtälö [12],

$$P(\omega_3) = 4d_{eff}\xi_1(\omega_1)\xi_2(\omega_2) = 4d_{eff}A_1A_2e^{i(k_1+k_2)z} \quad (2.25)$$

missä d_{eff} on efektiivinen kytkeytymistekijä, joka riippuu valon polarisaatiosta, etenemissuunnasta sekä susceptibiliteetin arvosta. Hyödyntämällä aaltoyhtälöä 2.24 yhtälön 2.25 kanssa, voidaan summataajuuden amplitudin muutokselle johtaa lauseke [12]

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{8\pi id_{eff}\omega_3^2}{k_3c^2}A_1A_2e^{i\Delta kz}, \quad (2.26)$$

missä $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$. Eksponenttitermin vaikutuksesta kentän amplitudi suurenee ja pienenee jaksollisesti. Jatkuvan summataajuuden amplitudin kasvun varmistamiseksi pyritään aaltolukujen erotus saamaan nolaksi, jolloin eksponenttitermi häviää. Tyhjiössä automaattisesti $\Delta k = 0$, mutta materiaalissa tapahtuvan dis-

persion vuoksi eri taajudet kokevat väliaineessa eri taitekertoimen. Kun aaltolukujen summa pyritään nollaamaan sopivalla taitekerroinerolla aaltojen välillä, puhutaan vaihesovituksen (engl. *phase matching*) tekemisestä.

Vaihesovitus voidaan tehdä esimerkiksi kahtaistaittavan materiaalin avulla, jolloin vaihesovitus on lähes täydellinen [12]. Kahtaistaittava materiaali, esimerkiksi litium-niobaattikide (LiNbO_3), omaa hieman eri taitekertoimen eri suunnissa värähtelevälle sähkökentälle. Kun summautuvien kenttien polarisaatiot eivät ole saman suuntaiset, voidaan säteiden etenemiskulmaa muuttamalla (käytännössä pyörittämällä kidettä) säätää taitekerroin ero sopivaksi.

Täydellisen vaihesovituksen tekeminen ei aina ole mahdollista. Kahtaistaittavien materiaalien taitekerroin ero pienenee pienillä aallonpituuksilla ja saattaa estää tarvittavan taitekerroineron saavuttamisen [12]. Toisaalta yhdellä kiteellä on rajallinen taajuuskaista, jolla vaihesovitus voidaan tehdä. Tilanteissa, joissa ei voida hyödyntää täydellistä vaihesovitusta, voidaan käyttää paloittaista vaihesovitusta (engl. *quasi phase matching*, QPM)

QPM-tekniikassa aaltojen vaihesovitusta ei tehdä taitekerrointa sovittamalla, jolloin $\Delta k \neq 0$. Yhtälön 2.28 eksponenttitermi ei häviä, vaan aiheuttaa amplitudin suurenemisen ensimmäisellä puolijaksolla ja vastaavan suuruisen pienenemisen seuraavalla puolijaksolla. Yhtälön etumerkki vaihtuu positiivisesta negatiiviseksi puolijakson $\Delta kz = \pi$ jälkeen. Tämän perusteella voidaan määritellä koherenssipituus $L_{coh} = \pi/\Delta k$, jonka aikana amplitudin muutos on monotonista.

Jos epälineaarisen kiteen kideakseli käännetään ympäri, kytketytymistekijän d_{eff} merkki vaihtuu. Kun kideakseli käännetään ympäri koherenssipituuden jälkeen, summatuujuuden amplitudi jatkaa edelleen kasvamistaan vaimenemisen sijaan. [21] Käytännössä kideakseli käännetään pysyvästi hyödyntäen kiteen molekyylien ferroelekt-risiä ominaisuuksia [22]. Kideakselin kääntöjakso Λ saadaan suoraan koherenssipituudesta

$$\Lambda = 2L_{coh} = \frac{2\pi}{k_1 + k_2 - k_3}. \quad (2.27)$$

Amplitudin kasvu ei ole aivan yhtä voimakasta molemmissa vaihesovituksen tapauksissa, sillä paloittaisessa sovitus on koko ajan hieman pielessä. Voidaan osoittaa, että amplitudin kasvunopeus pienenee kertoimella $2/\pi$, jos kytketytymistekijät ovat muu-

ten yhtä suuret. QPM-tekniikassa käytettävät kytkeytymistekijät ovat suurempia ja täydellisen vaihesovituksen kannalta saavuttamattomissa, joten kertoimen vaikutus yhdessä suuremman d_{eff} arvon kanssa johtaa suurempaan kasvunopeuteen. Amplitudin kasvunopeudelle voidaan käyttää muokattua yhtälöä 2.28

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{8\pi i d_Q \omega_3^2}{k_3 c^2} A_1 A_2 e^{i\Delta k_Q z}, \quad (2.28)$$

missä $d_Q = \frac{2}{\pi} d_{eff}$ ja $\Delta k_Q = k_1 + k_2 - k_3 - \frac{2\pi}{\Lambda}$. Monotonisen kasvunopeuden saavuttamiseksi eksponenttitermi tulee nollata valitsemalla sopiva kideakselin kääntöjakso Λ , niin että $\Delta k_Q = 0$.

2.4 Valoilmaisimet infrapuna-alueella

Sähköiset valoilmaisimet voidaan jakaa kahteen pääluokkaan toimintansa mukaan; fotonilmaisimiin ja lämpöilmaisimiin. Fotoni-ilmaisinten toiminta perustuu fotonielektroni vuorovaikutukseen ja mitattava sähkövirta tai jännite on seurausta elektronien virittymisestä [23]. Lämpöilmaisimet perustuvat säteilyn lämmittävään vaikutukseen, valo absorboituu ja muuttuu materiaalisissa lämmöksi. Materiaalin lämpenemistä voidaan mitata esimerkiksi lämpösähköisellä parilla (engl. *thermocouple*). Lämpöilmaisimet eivät ole herkkiä tulevan valon spektrille vaan mittaavat ainoastaan absorboitunutta energiaa [23]. Ilmaisimia voidaan käyttää huoneenlämmössä, mutta rajoitteena on usein nopeus. Kuvantamiseen voidaan käyttää mikrobolometrimatriiseja, joiden nopeus riittää TV-kuva standardeihin [24].

Näkyvän valon alueella käytetään usein fotonihavaintsimina piistä (Si) valmistettuja valodiodeita. Piin vaste yltää ultravioletilta lähi-infrapuna alueelle (200-1100 nm) [25]. Valodiodeita voidaan käyttää, joko vastajännitteisinä, tai jännitteettömänä [26]. Vastajännitteisenä valodiodi toimii normaalin diodin tavoin ja virta ei kulje. Valon osuessa diodille syntyy elektroni-aukko -pari, joka aiheuttaa vastasuuntaista virtaa [23]. Diodien signaalivaste on nopea, mutta erityisen riippuvainen liitoskapasitanssista. Liitoskapasitanssi on verrannollinen aktiivisen alueen pinta-alaan, joten usein nopeimmat diodit ovat pinta-alaltaan pieniä [26].

Piin lisäksi valodiodeita valmistetaan indiumgalliumarsenidi (InGaAs) yhdisteistä (500-2600 nm) [27], Germaniumista (Ge) (800-2600 nm) [28], indiumantimonidista (InSb) (1000-6000 nm) sekä elohopeacadmiumtelluridi yhdisteistä (3000-30000 nm)

[23]. Diodeihin perustuvia infrapunahavaintsimia jäähdytetään usein lämpökohinan pienentämiseksi [23].

Materiaalin resistanssi voi muuttua lämpenemisen vaikutuksesta, jolloin puhutaan valojohdeista (photoconductor) tai valovastuksista (photoresistor) [29]. Valojohdeilmaisimet perustuvat perustuvat jännitteen jakoon vakiovastuksen ja valovastuksen välillä [30]. Valojohdeissa aktiiviseen pintaan osuvat fotonit virittävät lisää varauksen kuljettajia materiaaliin, jolloin resistanssi pienenee ja jännitehäviö vastuksen yli laskee. Jännitteen muutos voidaan mitata sähköisenä signaalina. Jotta signaalin suuruudesta saadaan järkevä arvio, tulee valon osumista aktiiviselle alueelle katkoa säännöllisesti ja tarkastella erosignaalia [30]. Kaupallisissa valojohdehavaintsimissa käytetään esimerkiksi lyijyselenidiä (1500 - 4800 nm) [31] sekä lyijysulfidia (1000-2900 nm) [32].

Ylösmuuntimissa hyödynnetään optista epälineaarista materiaaliavastetta ja summataajuusilmiötä, joita esiteltiin osiossa 2.3. Vahvaa lähes monokromaattista laservaloa summataan infrapunavalon kanssa ja summataajuutta voidaan havainnoida sopivalta havaintsimella, esimerkiksi piidiodilla. Ylösmuuntimia voidaan käyttää kuvantavana [8, 33] tai pelkästään valodiodin kanssa [34] riippuen halutusta sovelluskohteesta. Summataajuuteen perustuvissa tekniikoissa havaittavan valon polarisaatiolla on väliä. Kahtaistaitavuuden avulla summattavien valojen polarisaatiot eivät voi olla samat ja paloittaisessa vaihesovituksessa valojen polarisaation tulee olla yhden suuntainen kideakselin kanssa. Nämä vaatimukset aiheuttavat itsessään jo häviöitä ylösmuuntimiin. Toisaalta piidiodin nopeus, hinta ja mahdolliset käyttöolosuhteet ovat huomattavasti infrapunahavaintsimia paremmat teoreettisesti. Ylösmuunninten hyödyllisyys on siis suoraan verrannollinen muuntotehokkuuteen.

Optisten havaintsimien yleisistä ominaisuuksista mainittakoon kaistanleveys (engl. *Bandwidth*, BW), nousuaika (engl. *rise-time*, RT), aallonpituus alue (engl. *wavelength range*), kohinaa vastaava teho (engl. *noise equivalent power*, NEP) sekä vaste (engl. *response*, yleensä yksiköissä $\frac{A}{W}$ tai $\frac{V}{W}$). Kaistanleveys sekä nousuaika liittyvät toisiinsa yhtälön 2.29 kautta ja kuvaavat havaintsimen nopeutta. Käytännössä kaistanleveys kertoo millä taajuusvälillä siniaaltomaista signaalia voidaan mitata.

$$BW_{max} = \frac{0.35}{RT} \quad (2.29)$$

NEP-arvo kuvaa ilmaisimen kykyä erottaa signaalia kohinan ympäriltä. Sähköisen

signaalin kohina jakautuu valkoisen kohinan tapauksessa tasaisesti koko taajuuskais-
talle, eli kohinan tehollisarvo pysyy vakiona taajuudesta riippumatta. NEP-arvo on
yhden herzin kaistalla ilmenevän kohinan tehollisarvo. Mitä pienempi NEP-arvo on,
sitä pienempi kohina ja sitä helpompi heikko signaali on erottaa kohinan keskeltä.

3. LASERIN FYSIKAALISET PERUSTEET

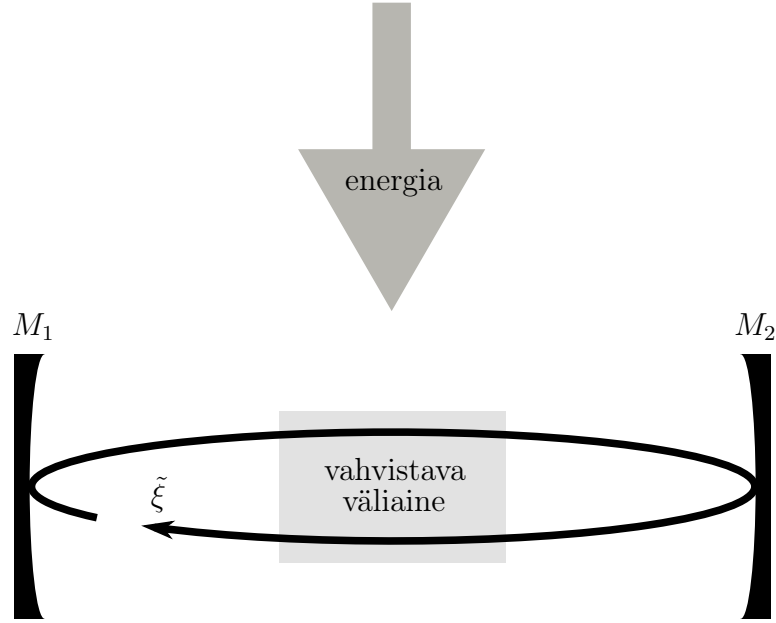
Epälineaariset optiset ilmiöt vaativat aina vahvan sähkökentän toimiakseen. Laservalo on monokromaattista, koherenttia, hyvin suuntaavaa ja kirkasta [16]. Lisäksi se voi muodostaa hyvin lyhyitä pulsseja, joissa kenttä on hetkellisesti hyvin voimakas. Näistä syistä laservalo soveltuu hyvin epälineaaristen ilmiöiden hyödyntämiseen.

3.1 Laserkaviteetti

Yksinkertaistettu kaavakuva laserin toimintaperiaatteesta on esitetty 3.1 kuvassa. Valo lukitaan kulkemaan kahden peilin välissä edestakaisin ja vahvistamalla valoa jokaisella kierroksella voidaan luoda voimakkaita sähkökenttiä. Valon vahvistamiseen tarvitaan vahvistava komponentti peilien väliin. Vahvistava aine voi olla kaasua, kuten helium-neon -lasereissa [35] tai kiinteä kide, kuten Nd:YAG -lasereissa [36].

Toimivan laserin perusosat ovat siis vähintään kahdesta peilistä koostuva kaviteetti sekä aktiivinen vahvistusmateriaali. Peilit voivat olla fyysisesti erilliset komponentit, mutta myös kiinteän vahvistusmateriaalin pinnoista toinen tai molemmat pinnat voidaan valmistaa heijastaviksi. Valon vahvistamiseksi tulee järjestelmään syöttää energiaa ulkopuolelta esimerkiksi valon tai sähköön avulla. [18]

Jotta valo kulkisi mahdollisimman monta kertaa vahvistusmateriaalin läpi, materiaali asetetaan kaviteettiin, jonka sisällä valo ei pääse karkaamaan peilien reunoilta usean heijastuksen saattamana. Kaviteetti voi olla oikeastaan minkä tahansa muotoinen yhdistelmä heijastavia pintoja, kunhan valonsäde alkaa seurata itseään äärellisen kierrosmäärän jälkeen. Käytännössä yhden komponentin täytyy olla positiivinen linssi tai kovera peili, sillä pelkästään tasapintaisilla komponenteilla valo diffraktoituu pois kaviteetista. Yksinkertaisia vaihtoehtoja ovat lineaarinen kaviteetti sekä kiertokaviteetti. [18]



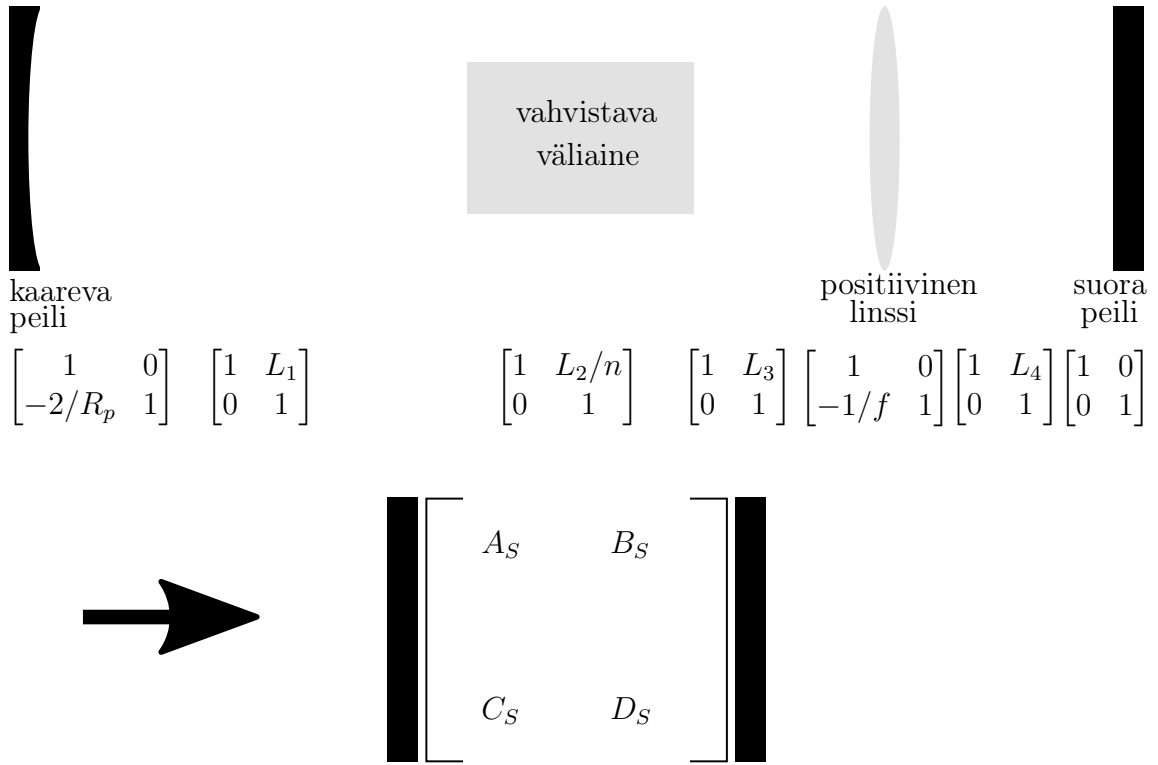
Kuva 3.1 Laserin yksinkertaistettu kaavakuva. Sähkökenttä ξ kulkee peilien M_1 ja M_2 välissä vahvistuen kulkiessaan vahvistavan väliaineen läpi.

Kaviteettia voidaan mallintaa geometrisen optiikan ja matriisien avulla. Jokainen kaviteetin komponentti vaikuttaa sisällä kulkevan säteen kulmaan ja korkeuteen ja omaa yhtälön 2.12 mukaisen siirtomatriisinsa. Säteen kulkiessa kaviteetin kaikkien komponenttien läpi puhutaan kertaläpäisystä, jonka vaikutus säteeseen saadaan kertomalla komponenttien siirtomatriisit järjestyksessä keskenään [16]. Komponentiksi lasketaan jokainen fyysinen komponentti, sekä välimatkat komponenttien välillä. Komponentteja ja siirtomatriiseja on havainnollistettu kuvassa 3.2 Matemaattisesti läpäisymatriisi voidaan ilmaista

$$S = \begin{bmatrix} A_S & B_S \\ C_S & D_S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{n-1} & B_{n-1} \\ C_{n-1} & D_{n-1} \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix}, \quad (3.1)$$

missä ensimmäinen kaviteetin komponentti on oikealla ja loput kerrotaan järjestyksessä matriisin vasemmalle puolelle. Laskujärjestys on suora seuraus yhtälöstä 2.12. [18]

Kaviteetin kiertomatriisi K lasketaan samaan tapaan läpäisymatriisin kanssa, kertomalla jokainen komponentti järjestyksessä yhteen. Kiertomatriisi kuvaa edestakaisen matkan vaikutusta säteen kulmaan ja korkeuteen. Läpäisymatriisia voidaan



Kuva 3.2 Laserkaviteettin komponenttien vaikutukset voidaan yhdistää yhteen matriisiin. Peilit muunnetaan tasaisiksi ja kaarevuus huomioidaan läpäisymatriisissa. Välimatkat L_x komponenttien välillä tulee ottaa huomioon, sillä ne vaikuttavat säteen korkeuteen säteen kulkiessa kulmassa.

käyttää hyväksi kiertomatriisin johtamisessa vaihtamalla alkioden A_S ja D_S paikat keskenään läpäisysuunnan vaihtuessa [16]. Kiertomatriisille saadaan nyt yhtälö

$$K = \begin{bmatrix} A_K & B_K \\ C_K & D_K \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_S & B_S \\ C_S & A_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_S & B_S \\ C_S & D_S \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2A_S D_S - 1 & 2B_S D_S \\ 2A_S C_S & 2A_S D_S - 1 \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

Laserkaviteetissa valo kulkee edestakaisin äärettömän monta kertaa. Mikäli säde ei karkaa kaviteetista peilien reunojen yli, sen sanotaan olevan vakaa. Moninkertaisen kierron vaikutus säteeseen saadaan kertomalla kiertomatriisia itsensä kanssa kierros- lukumäärän mukaisesti. Säteen korkeus ja kulma saadaan soveltamalla kiertomat- riisiin monikertaa yhtälöön 2.12

$$\begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_K & B_K \\ C_K & D_K \end{bmatrix}^n \begin{bmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{bmatrix}, \quad (3.3)$$

missä n on kierroslukumäärä. Kaviteetti on vakaa, jos säteen kulma ja korkeus pysyvät kierroslukumäärästä huolimatta äärellisissä rajoissa. Matemaattisesti ilmaistuna K^n ei hajaannu n kasvaessa rajatta. Käytännössä säde alkaa seurata itseään. [16, 18]

Kaviteetille voidaan muotoilla stabiilisuusehto kiertomatriisin alkioihin liittyen. Apuna käytetään Sylvesterin teoreemaa matriisin potensseille. Kierroslukumäärän n kasvaessa rajatta, löydetään ehto

$$-1 < \frac{A_K + D_K}{2} < 1, \quad (3.4)$$

jolloin K^n pysyy äärellisen suurena eikä hajaannu. Yhtälö pätee yleisesti kaiken muotoisille kaviteeteille. [16]

Vakaa lineaarinen kaviteetti muodostaa päätypeiliensä väliin seisovan aallon. Kaviteetissa resonoivat aallot valikoituvat kaviteetin pituuden ja valon nopeuden perusteella. Resonanssitaajuuksille ν ja kahden resonanssitaajuuden erotukselle $\Delta\nu$ pätevät

$$\nu = n \left(\frac{c}{2L_e} \right) \quad (3.5)$$

$$\Delta\nu = \left(\frac{c}{2L_e} \right), \quad (3.6)$$

joissa L_e kaviteetin optinen pituus. Jälkimmäistä kutsutaan nimellä vapaa spektrinen matka (engl. *free spectral range*, FSR). Yhtälöiden 3.5 ja 3.6 avulla voidaan arvioida kaviteettiin virittyviä pitkittäismoodeja.

Käytännössä laserkaviteetissa kulkee lähes gaussinen säde, joka ei poukkoile edestakaisin eri korkeudella ja kulmassa eri kierroksilla, vaan seuraa omaa polkuaan edestakaisin kaviteetissa. Vakaassa resonaattorissa voi ilmetä hienorakenne edellä mainittujen taajuuksien ympärillä. Tämä on seurausta resonaattorin poikittaisista ominaismoodeista [16]. Kaviteettiin muodostuvia ominaismoodeja voidaan ar-

vioda Hermite-Gaussiksi, kun rajoittava aukko on neliskulmainen, tai Laguerre-Gaussiksi moodeiksi, kun rajoittava aukko on pyöreä. Poikittaismoodeilla tarkoitetaan sähkökentän kenttäjakaumaa ja sen polarisaatiota. Poikittaismoodeja merkitään TEM_{lm} merkinnällä. Alaindeksit kertovat moodin asteesta x ja y tasossa. [17] Poikittaisilla korkeamman asteen moodeilla on eri taajuus kuin perusmoodilla TEM_{00} . Kaviteetin resonanssitaajudet voidaan ilmaista tarkemmin

$$\nu_{lmn} = \frac{c}{2L} \left[n + \frac{\phi_{lm}}{2\pi} \right], \quad (3.7)$$

missä ϕ_{lm} on kaviteetin rakenteesta ja ominaismoodeista riippuva vaihesiirtotermi. [16]

Kaviteetin rakenne vaikuttaa ominaismoodeihin ja tätä kautta myös säteen kulkun ja kokoon kaviteetin sisällä. Jos gaussinen säde kulkisi kahden suoran peilin välissä edestakaisin seuraten omaa polkuaan, sen koko kasvaisi kierros kierrokselta. Äärellisten kokoisten peilien tapauksessa valo diffraktoituisi peilien reunoilta pois, eikä kaviteetti olisi näin ollen vakaa. Geometrisen optiikan tuottama kiertomatriisi toimii myös gaussisen säteen analyysissä ABCD-lain avulla. Vakaassa kaviteetissa sädeparametri saa saman arvon jokaisella kierroksella samassa kaviteetin kohdassa, eli $q_1 = q_0 = q$. [16, 18] Kun kaviteetti mallinnetaan kahden suoran peilin välissä olevana optisena kokonaisuutena, kuten kuvassa 3.2, voidaan hyödyntää yhtälöitä 2.15 ja 3.2 ja sädeparametrille kierron jälkeen saadaan

$$q = \frac{qA_K + B_K}{qC_K + D_K} \quad (3.8a)$$

$$\begin{aligned} &\Rightarrow C_K q^2 + (D_K - A_K)q - B_K = 0 \\ q &= \frac{A_K - D_K}{2C_K} \pm \frac{\sqrt{4(-C_K B_K) - (D_K - A_K)^2}}{2C_K} i. \end{aligned} \quad (3.8b)$$

Kiertomatriisin alkioden avulla saadaan ratkaistua säteen parametrit. Esimerkiksi johtamalla kuvan 3.2 kaviteetille kiertomatriisi alkaen suoralta peililtä, eli kertomalla matriisit kuvan matriisien järjestyksessä, voidaan ratkaista sädeparametri suoralla peilillä. Sädeparametrilla saadaan suoraan säteen koko ja kaarevuus ratkaistua yhtälön 2.14 avulla. Vastaavasti johtamalla kiertomatriisi aloittaen mistä tahansa

muusta kohdasta kaviteettia, saadaan ratkaistua säteen ominaisuudet tällä kohdalla. Toinen vaihtoehto on ratkaista sädeparametri yhdessä kohdassa ja tämän jälkeen käyttää gaussisen säteen ABCD-lakia 2.15 säteen etenemiseen kaviteetissa. [16, 18]

3.2 Vahvistus- ja nopeusyhtälöt

Lasereissa valon vahvistus tapahtuu stimuloidun emission avulla vahvistavassa väliaineessa (engl. *gain medium*). Tapahtuman ymmärtämisessä voidaan hyödyntää nopeusyhtälöitä (rate equations). Vahvistavaan väliaineeseen tuodaan energiaa esimerkiksi valon avulla. Tällöin puhutaan optisesta pumppaamisesta. Valon absorboituessa vahvistavaan väliaineeseen, osa molekyyleistä virittyy. Viritystilojen purkautuessa stimuloidun emission vaikutuksesta valo vahvistuu. Yleiset laserjärjestelmät toimivat neli- tai kolmitasomallin mukaisesti riippuen viritystilan purkautumisen reitistä.

Vahvistavalla väliaineella on lasersiirtymä, jonka tilojen energiaero määrittää laserin aallonpituuden ja voidaan ilmaista Planckin vakion h avulla

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{hc}{\lambda}. \quad (3.9)$$

Jos vahvistavassa väliaineessa kulkevan fotonin energia vastaa energiatilojen erotusta, voi tapahtua joko absorptio tai stimuloitu emissio. Absorptio tapahtuu, kun alemmalla tilalla oleva molekyyli virittyy korkeammalle tilalle. Vastaavasti stimuloitu emissio tapahtuu fotonin aiheuttaessa viritystilan purkautumisen. Mikäli valon halutaan vahvistuvan, tulee stimuloidun emission tapahtua todennäköisemmin kuin absorptio. Ilmiöiden keskinäiseen todennäköisyyteen tapahtua vaikuttaa ainoastaan tilojen miehitys, sillä absorptio ja stimuloidun emission vuorovaikutusalat ovat identtiset $\sigma_{ab} = \sigma_{se}$. [16]

Normaalitilanteessa kiinteän aineen energiatilat on miehitetty Boltzmannin jakauksen mukaisesti, jolloin normaalilämpötilassa lähes kaikki molekyylit ovat perustilalla. Vahvistuksen takaamiseksi vahvistavaan väliaineeseen tulee luoda käänteinen miehitys (population inversion) energiatiloille. Käännetyn miehityksen vallitessa korkeammalla energiatilalla on suurempi miehitys kuin alemmalla. Kaksitasoisella systeemillä tämä ei ole jatkuvasti mahdollista [16].

Fotonivuon muutosta vahvistavassa väliaineessa voidaan kuvata yhtälöllä

$$dF = \sigma F \left[N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right] dz, \quad (3.10)$$

missä F on fotonivuo, N_2 ja N_1 ovat tiloilla olevien molekyylien pitoisuudet, g_2 ja g_1 tilojen degeneraatiot ja z on paikkakoordinaatti vahvistavassa väliaineessa. Termi σF kertoo fotonien vuorovaikutustodennäköisyyden molekyylien kanssa ja jälkimmäinen termi mahdollisten vuorovaikutusten määrän. Laseroinnin aikaansaamiseksi fotonivuon muutoksen tulee olla positiivinen. Jos merkitään $N = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1$ ja muutetaan yhtälö 3.10 integraalimuotoon lisäten häviötermit, saadaan fotonivuo kaviteetin kierron jälkeen

$$F = F_0 e^{\sigma N l} (1 - L_i)^2 R_2 R_1. \quad (3.11)$$

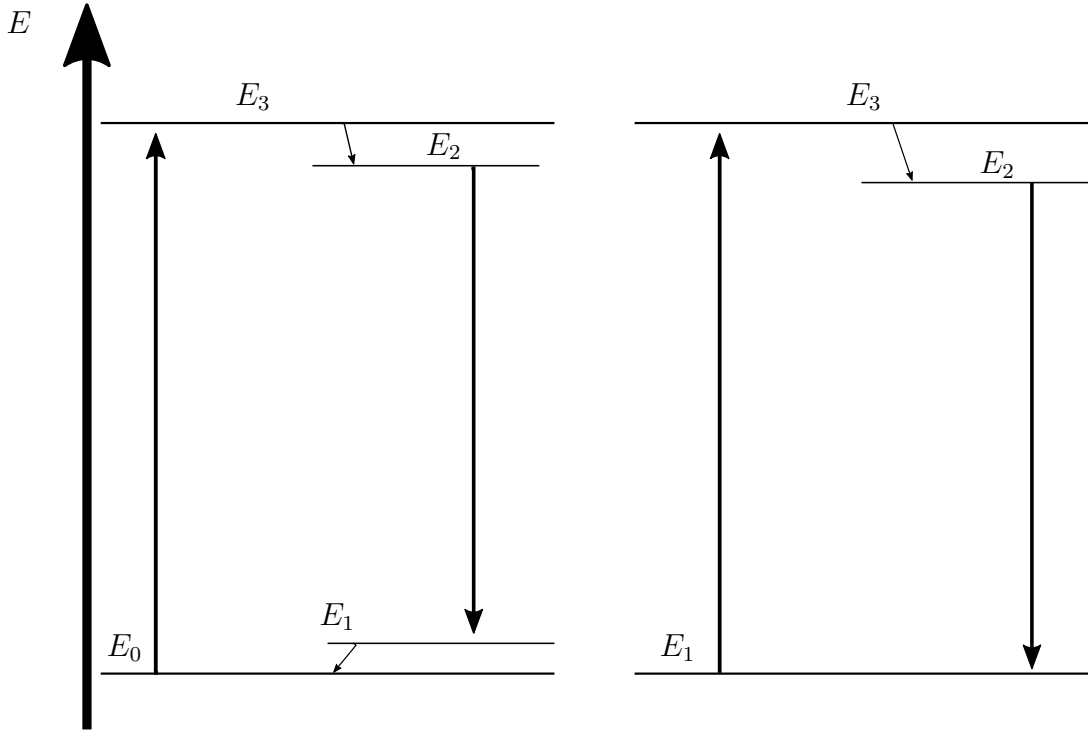
Yhtälössä R_2 ja R_1 ovat päätypeilien heijastavuuskertoimet ja L_i kuvaa muita kaviteetissa tapahtuvia häviöitä, kun kuljetaan kaviteetissa kerran kaikkien komponenttien läpi. Yhtälöstä voidaan ratkaista kriittinen käänteinen miehitys vaatimalla $F = F_0$.

$$N_c = \frac{-\ln [R_1 R_2 (1 - L_i)^2]}{2\sigma l} = \frac{\gamma}{\sigma l} \quad (3.12)$$

γ kutsutaan kertaläpäisyn logaritmiseksi häviöksi (single pass logarithmic loss). Häviöiden perusteella voidaan arvioida fotonin elinaika τ_c optisen pituuden L_e omaavassa kaviteetissa

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{\gamma c}{L_e}. \quad (3.13)$$

Kuvassa 3.3 on esitelty vahvistuksen kolmi- sekä nelitasomallit. Nelitasomallissa perustilalta E_0 viritetään molekyyliä korkeammalle energiatilalle E_3 . Tila relaxoituu alemmalle tilalle E_2 nopeasti ilman säteilyä (non-radiative decay). Energiatilojen E_2 ja E_1 välillä tapahtuu lasersiirtymä. Laserin aallonpituus määräytyy näiden tasojen välisestä energiaerosta. Tilan E_1 miehitys purkautuu nopeasti tilalle E_0 . Taso 3 voi käsittää useita energiatasoja, jotka relaxoituvat ilman säteilyä tasolle 2. [16]



Kuva 3.3 Nelitasosysteemeissä energiatasot E_1 ja E_3 ovat likipitään tyhjiä nopean relaxoitumisen vuoksi. Kolmitasosysteemeissä taso E_3 on likipitään tyhjä. Lasertransitio tapahtuu tasojen E_2 ja E_1 välillä. [16]

Nelitasomallille voidaan kirjoittaa yksinkertaistetusti seuraavat nopeusyhtälöt

$$\frac{dN_2}{dt} = R_p - B\phi N_2 - \frac{N_2}{\tau} \quad (3.14)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = V_a B \phi N_2 - \frac{\phi}{\tau_c}, \quad (3.15)$$

missä R_p on pumpun viritysnopeus, τ on tilan 2 elinaika ja V_a on moodin tilavuus. B on nimeltään Einsteinin vakio stimuloidulle emissiolle ja kuvaa stimuloidun emission tehokkuutta. Vakio on materiaalista riippuva ja se voidaan ilmaista vuorovaikutusalan avulla

$$B = \frac{\sigma l c}{V_a L_e} = \frac{\sigma c}{V}. \quad (3.16)$$

Yhtälöt pätevät tällaisinaan vain yhdelle laseroivalle moodille, ilman saturoitumista vahvistavassa väliaineessa, sekä olettaen säteen olevan vakiokokoinen kaviteetin sisällä [16]. Vaikka esitetyt yhtälöt eivät ole yleispäteviä, ne auttavat arvioimaan laserin toimintaa.

3.3 Vahvistusmateriaalit

Kiinteän olomuodon lasereissa vahvistus tapahtuu laserkiteissä kuten neodyymi saosteisissa YVO_4 [37], YAG [36] ja YLF [38] sekä monissa muissa kiteissä [39]. Saostettu neodyymi (Nd^{3+}) toimii vahvistavana aineena ja kide vaikuttaa optisiin sekä mekaanisiin ominaisuuksiin. Muita käytettäviä saosteita ovat esimerkiksi erbium (Er^{3+}) ja ytterbium (Yb^{3+}) [39], jotka kuuluvat neodyymin kanssa lantanoeihin. Neodyymin yleisesti käytetty 1064 nm laserointi perustuu transitoon $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ [40].

Työssä käytettävää Nd:YVO_4 kidettä voidaan hyödyntää sekä neli- että kolmitasomallin mukaisesti. 1064 nm:n laserointaallonpituudella nelitasosysteemiä pumpataan 808 nm:n alueella ja kolmitasosysteemiä 878 nm:n alueella. Vastaavat energiatasoviritykset ovat $^4\text{I}_{9/2} \rightarrow ^4\text{F}_{5/2}$ ja $^4\text{I}_{9/2} \rightarrow ^4\text{F}_{3/2}$. [41, 42]. 878 nm:n pumppaus siirtää populaation suoraan lasertransition yläenergiatilalle [42], jolloin nelitasosysteemissä käytettävä ylin energiatila jää käyttämättä. Myös pumppuaallonpituus 914 nm [43] on mahdollinen. Toinen käytetty emissioaallonpituus on 1342 nm [44, 45].

Yleisesti kaupallisia 1064 nm:n lasereita valmistetaan Nd:YAG kiteen avulla. YAG sekä YVO_4 kiteet ovat laserointiominaisuuksiltaan hyvin samankaltaiset. YAG kiteistä muotoillaan usein sylinterimäisiä tankoja, kun taas YVO_4 kiteet muotoillaan neliskulmaisesti. YVO_4 kiteiden muotoilu perustuu materiaalin hilarakenteeseen D_{4h} avaruusryhmässä. Kiteen yksikkökoppirakenteessa hilavakiot ovat $a = b = 0,712$ nm ja $c = 0,629$ nm, eli kahdessa suunnassa molekyylien etäisyys on yhtä suuri ja yhdessä suunnassa etäisyys on hieman pienempi. Optisissa ominaisuuksissa eriyvä c-akseli ilmenee kahtaistaittavuutena, sekä huomattavasti voimakkaampana pumppuabsorption akselin suuntaan polarisoituneelle valolle. Samalla myös stimuloitu emissio on huomattavasti voimakkaampaa c-akselin suuntaiselle polarisaatiolle, jolloin materiaalin luoma sähkökenttä on luonnostaan voimakkaasti polarisoitunut. [46]

YAG puolestaan kuuluu kuutiomaiseen O_h avaruusryhmään, eikä luonnostaan omaa voimakasta kahtaistaittavuutta. Kaupalliset kiteet kasvatetaan ja muotoillaan yleensä tietyn kideakselin suuntaiseksi lämpenemisestä johtuvan kahtaistaittavuuden mi-

Taulukko 3.1 Vahvistavien väliaineiden keskeisiä optisia ominaisuuksia 808 nm:n pumpulle ja 1064 nm:n emissiolle.

Materiaali	$\sigma_{abs}(10^{-20}cm^2)$	$\sigma_{em}(10^{-20}cm^2)$	$\tau_f(\mu s)$	$\Delta\lambda_{gain}(nm)$	n
Nd:YVO ₄	60	114	90	1	2,17
Nd:YAG	7,7	28	230	0,6	1,82

nimoimiseksi. Lämmön muuttama kahtaistaittavuus voi aiheuttaa polarisaation kääntymistä ja näin ollen lisätä häviöitä (depolarization losses). YVO₄ kiteiden luontainen voimakas kahtaistaittavuus sekä polarisoitunut vahvistus poistaa tämän ongelman. [46, 47, 48]

Taulukkoon 3.1 on kerätty vahvistusmateriaalien oleellisia ominaisuuksia. YVO₄ kiteessä absorptio ja emissio ovat voimakkaampia, mikä mahdollistaa matalamman laseroitukynnyksen. YAG kiteen etuna on pidempi fluoresenssin elinaika, eli virityneen tilan populaatio on stabiilimpi stimuloitua emissiota varten.

4. SUMMATAAJUUSKAVITEETIN SUUNNITTELU

Osiossa 2.3 käytiin läpi epälineaarisia optisia ilmiöitä ja todettiin niiden olevan voimakkaasti riippuvia sähkökenttien amplitudista, epälineaarisen materiaalin ominaisuuksista sekä kenttien polarisaatioista. Infrapunavalon summaus voitaisiin toteuttaa yksinkertaisesti kohdistamalla halutut valonsäteet samalle linjalle epälineaarisen kiteen läpi. Erityisesti pulssitetuilla lasereilla tämä toimii hyvin, sillä hetkellinen pulssiteho on korkea. Jatkuvatoimisen summataajuuden luomiseksi, tulisi löytää korkeatehoinen jatkuvatehoinen laser. Toisaalta laserkaviteetin sisällä kentän amplitudi on huomattavasti korkeampi, kuin laserin ulostulon amplitudi. Asettamalla epälineaarinen kide laserkaviteetin sisään, voidaan saavuttaa jatkuva suuri sähkökentän amplitudi. Summataajuuskaviteetin suunnittelu pohjautuu pitkälti aiemmin kehitettyyn kuvantavaan infrapunailmaisimeen [8]. Perusideana on suunnitella ja toteuttaa 1064 nm:n aallonpituudella toimiva laserkaviteetti, jonka sisään on sijoitettu epälineaarinen kide 3 μm :n alueella toimivaa taajuussummausta varten. Summataajuudet ilmenevät 785 nm:n alueella.

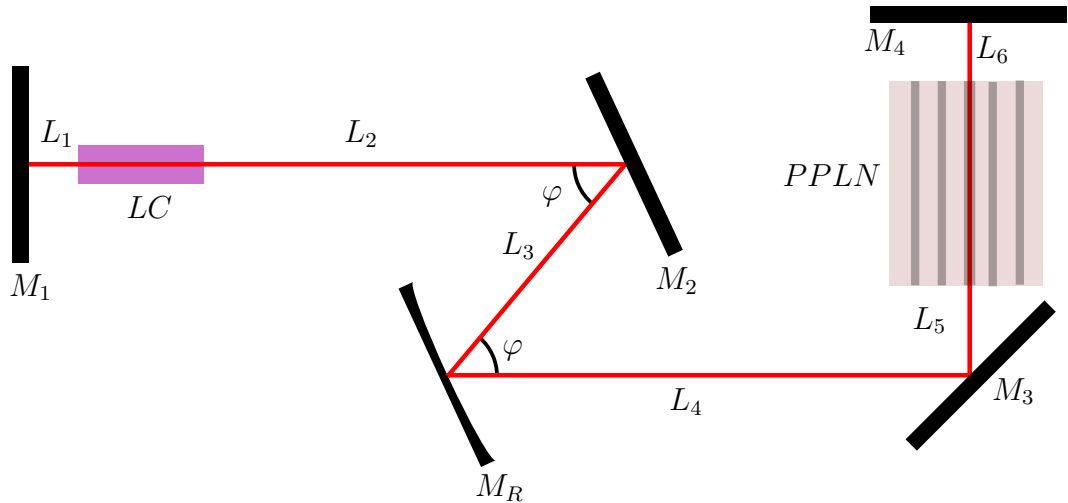
4.1 Laserkaviteetin vaatimukset ja suunnittelu

Yksinkertaisimmillaan kaviteetin tulee osion 3.1 perusteella sisältää kaksi peiliä, vahvistava väliaine sekä yksi sädetä kohdistava komponentti, joka voi olla esimerkiksi toinen peileistä. Lisäksi kaviteettiin tulee asettaa summataajuuden mahdollistava epälineaarinen kide. Käytännössä summataajuuskaviteetti kannattaa jakaa kahteen haaraan, joista toisessa hoidetaan laserin pumppaus ja toisessa taajuussummaus.

Laserin toiminnan kannalta välttämätön vahvistavan väliaineen pumppaus perustuu väliaineen virittymiseen ja optisen pumppauksen tapauksessa valon absorptioon. Stimuloidun emission todennäköisyys on yhtälön 2.8 mukaan riippuvaisia populaation tiheydestä N . Absorpoitunut pumppuvalo virittää vahvistavan väliaineen molekyy-

lejä ja mitä pienemmällä alueella pumppuvalo fokusoidaan, sitä suuremman virityneen populaatiotiheyden absorptio aiheuttaa. Toisaalta populaation tulee osua samaan tilavuuteen kaviteettiin muodostuvan ominaismoodin kanssa, sillä muuten osa säteestä ei vahvistu lainkaan. Vahvistava väliaine on siis hyvä sijoittaa kaviteettiin sellaiselle paikalle, jossa säteen koko $w = w_0$ on pienimmillään eli säde on kaviteetissa polttopisteessä. Toisaalta epälineaariset ilmiöt ovat voimakkaasti riippuvaisia kentän amplitudista. Yhtä suuren tehon omaavista säteistä pienemmällä on suurempi amplitudi. Näin ollen myös epälineaarinen kide, jossa taajuussummaus toteutetaan, on hyvä asettaa kaviteettiin ominaismoodin polttopisteeseen.

Vahvistava väliaine (LC) ja epälineaarinen kide (PPLN) voidaan asettaa kaviteettiin perätysten saman polttopisteen läheisyyteen tai kaviteettiin voidaan suunnitella kaksi polttopistettä. Yhden fokuksipisteen etuna ja haittana on tiivis tilan käyttö ja toisaalta pumppulaserin sironta ja fluoresenssi vahvistusmateriaalista voi haitata summataajuden havainnointia. Kaksi fokuksipistettä vaatii hieman enemmän tilaa, mutta antaa myös enemmän varaa kaviteetin hienosäädölle. Kuvassa 4.1 on esitelty valittu kahden fokuksipisteen kaviteettigeometria, jossa kaviteetti on jaettua kahteen haaraan. Polku $L_1 \rightarrow LC \rightarrow L_3$ määrittää kaviteetin LC-haaran. Vastaavasti polku $L_4 \rightarrow L_5 \rightarrow PPLN \rightarrow L_6$ määrittää PPLN-haaran. Infrapunavalon kohdistetaan periodisesti poolatulle LiNbO_3 (engl. *periodically poled lithium niobate*, PPLN) kiteelle peilin M_4 läpi. Summataajuus poistuu kaviteetista peilin M_3 läpi.



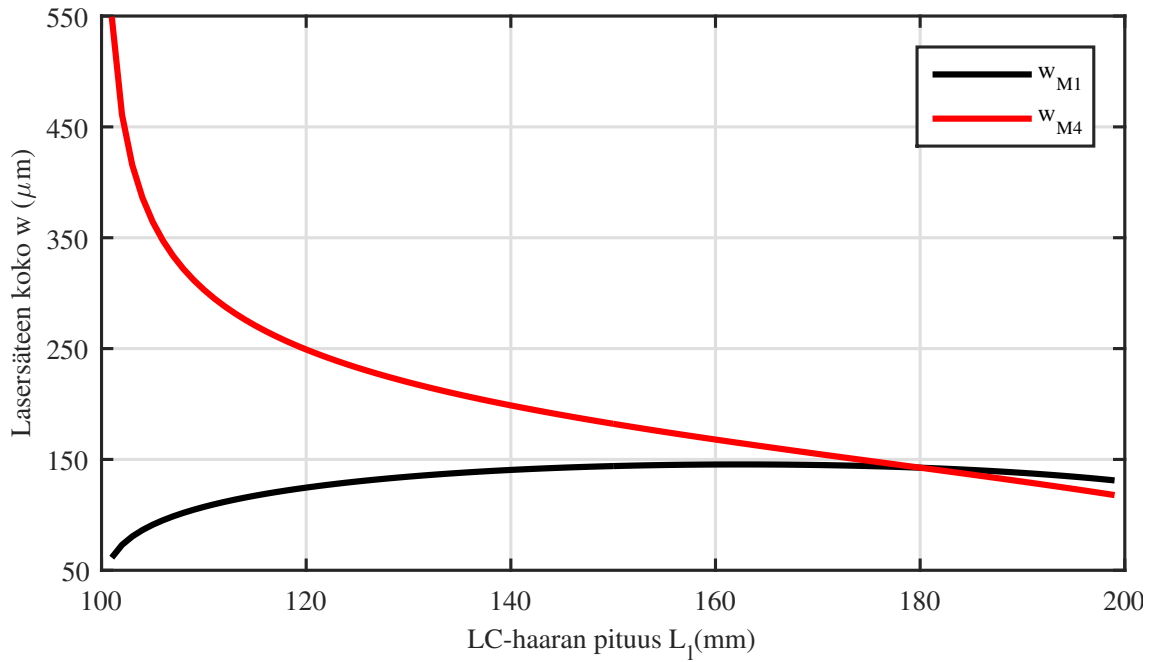
Kuva 4.1 Laserkaviteetti virittyy peilien M_1 ja M_4 välillä. Kovera peili M_4 toimii sädetä kohdistavana komponenttina, jolloin polttopisteet syntyvät päätpeileille. Vahvistava väliaine (LC) ja epälineaarinen kide (PPLN) asetetaan kaviteetin eri haaroihin mahdollisimman lähelle päätpeilejä.

Kuvan 4.1 kaviteetti on pohjimmiltaan V-kaviteetti, jossa kovera peili on asetettu taitekohtaan. Loput säteen kulkusuuntaan vaikuttavat peilit ovat tasaisia peilejä, jotka eivät vaikuta säteen ominaisuuksiin merkittäväällä tavalla. Taitosten tarkoituksena on helpottaa pumppusäteen linjausta vahvistavalle väliaineelle sekä infrapuna-valon linjausta epälineaarille kiteelle, sekä pitää mainitut säteet selkeästi eri suuntauksina. Kaviteetin vakauteen ilman kiteitä vaikuttaa haarojen pituus, sekä koveran peilin kaarevuussäde. Liitteessä 1 on johdettu V-kaviteetille vakausehdot alkaen kaavoista 3.2 ja 3.4. Kaviteetin vakausehdot ovat

- $R_p/2 > L_p$ vakaa
- $L_p > R_p/2 > L_l$ epävakaa
- $L_l > R_p/2 > \frac{L_l L_p}{L_l + L_p}$ vakaa,

missä L_p on pidemmän haaran pituus (PPLN-haara), L_l on lyhyemmän haaran pituus (LC-haara) ja R_p on peilin kaarevuussäde ja $R_p/2$ on peilin polttoväli. Ensimmäisestä ehdosta seuraa, että jos peilin polttoväli on suurempi kuin etäisyys kauempana olevaan peiliin, kaviteetti on vakaa. Ääritapauksessa tämä tarkoittaa, että lähes suora peili toimisi koveran peilin paikalla. Käytännössä linjaaminen suoran peilin avulla olisi erittäin vaikeaa. Toinen ehto kertoo kaviteetin olevan epävakaa jos polttoväli on peilien etäisyyksien välissä. Kolmas ehto antaa polttovälille alemman rajan. Ehtojen avulla voidaan arvioida kaviteetin mittoja ja tarkempi analyysi LC- ja PPLN-kiteiden kanssa kannattaa tehdä numeerisesti. Ehtojen perusteella voidaan valita toinen vakaista alueista toteutukseen. Kolmannen ehdon mukaisella vakausalueella toimivan kaviteetin alustaviksi mitoiksi valittiin $R_p = 200$ mm, $L_l = 150$ mm ja $L_p = 180$ mm.

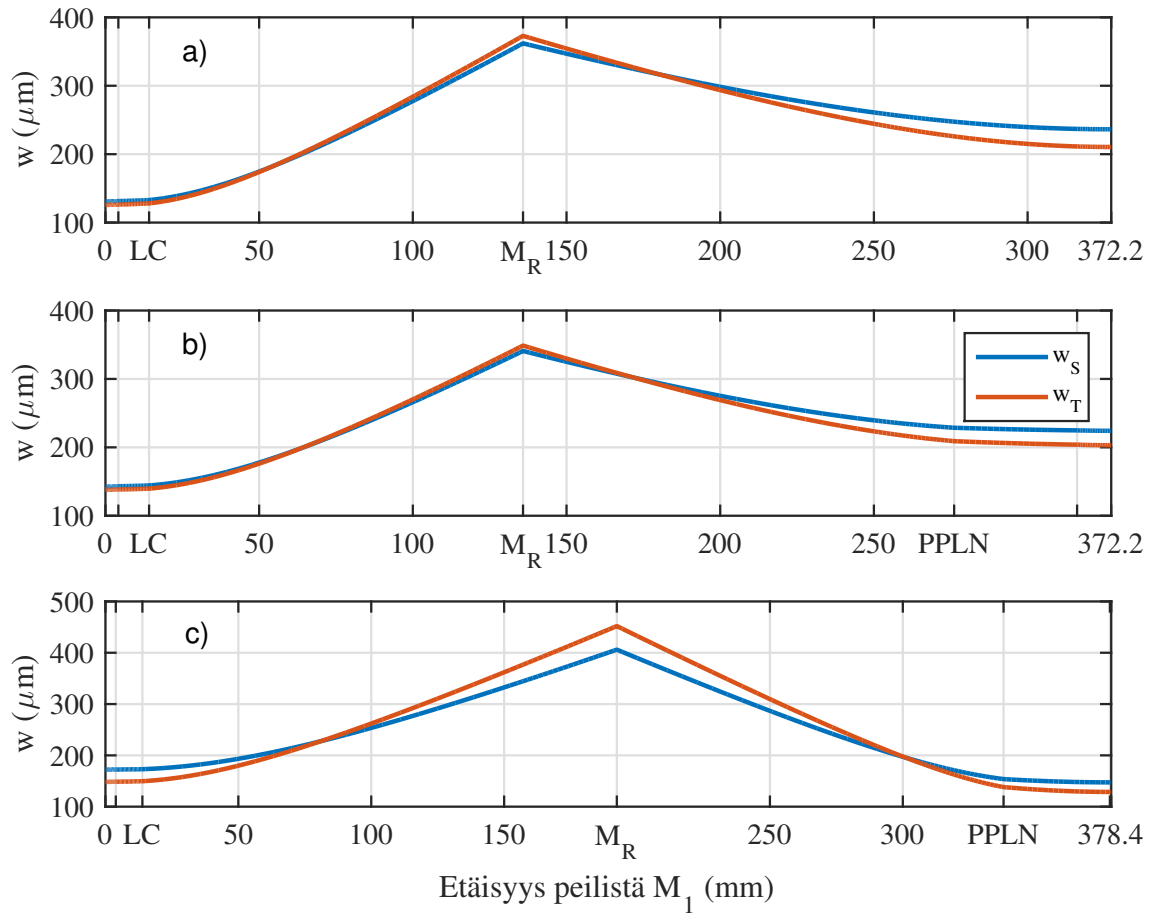
Säteen koko ja kaarevuus peileillä saadaan kiertomatriisin avulla yhtälöistä 3.8 ja 2.14. Edellä mainituilla esimerkkimitoille säteen koko saa arvot $w_{M1} = 144$ μm , $w_{0MR} = 381$ μm ja $w_{M4} = 182$ μm . Kuvassa 4.2 on mallinnettu säteen koon w_0 muutosta haarojen päätypeileillä, kun toisen haaran pituutta muutetaan. Vaikka mallinnus on toteutettu ilman kiteitä, saadaan riittävä informaatio alustavassa suunnittelussa. Kun kiteet asetetaan kaviteettiin, sen optinen pituus kasvaa taitekertoimen muutoksen vuoksi. Säteen kokoa ja kaviteetin stabiilisuutta laskettaessa kiteiden pituus jaetaan taitekertoimella kuten kuvassa 3.2 on esitetty. Muutos voidaan ottaa helposti suunnitteluun mukaan, jos suurta tarkkuutta vaaditaan.



Kuva 4.2 Säteen kokoa kaviteetin päätypeileillä pystyy muuttamaan haarojen pituutta muuttamalla. Mallinnus on toteutettu arvoilla $R_p = 200$ mm ja $L_p = 180$ mm. Säteen koot ovat yhtä suuret, kun kaviteetin haarat ovat yhtä pitkät ja muuten lyhyemmässä haarassa säde on pienempi.

Edellä tehdyt mallinnukset on toteutettu itse tehdyllä koodilla. Lopulliset mallinnukset tehtiin ilmaisella reZonator ohjelmalla, joka perustuu samaan matriisilaskentaan kuin edellä. Ohjelma ottaa huomioon myös säteen osumakulman $\varphi/2$ koveraan peiliin M_R . Osumakulman kasvaessa peilin polttoväli muuttuu ja sädeprofiili muuttuu pyöreästä soikeaksi. Tavoitteena oli saada kaviteetin päätypeileillä sädekoot $w_{M1} \approx 150$ μm ja $w_{M4} \approx 180$ μm . Kuvassa 4.3 on esitetty mallinnuksen tuloksia kaviteetille, johon on lisätty vahvistava väliaine ja epälineaarinen kide. Toteutuksen helpottamiseksi kaviteetti mallinnettiin myös ilman epälineaarista kidettä, jotta ensimmäinen linjaus voitaisiin toteuttaa ilman PPLN-kidettä ja kaviteetti pysyisi edelleen vakaana lisäyksen jälkeen.

Kuvan 4.3 perusteella voidaan todeta säteen koon pysyvän lähes vakiona päätypeilien läheisyydessä. Epälineaarinen kide vakauttaa säteen koon muutosta entisestään. Kuvaajassa c) huomattavaa on suurempi koon vaihtelu kaviteetin sisällä, joka johtuu kokonaispituuden kasvusta ja haarojen pituuksien muutoksesta. Säteen koko epälineaarisella kiteellä on toisessa kuvaajassa noin 200 – 220 μm ja kolmannessa noin 130 – 150 μm . Mallinnukset osoittavat, että yksillä komponenteilla voidaan luoda



Kuva 4.3 Säteen koko muuttuu kaviteetin sisällä eri tavalla poikittaisessa (w_T) ja pystysuunnassa (w_S). Kuvaajassa a) on mallinnettu säteen koon muuttumista kaviteetin sisällä ilman epälineaarista kideä. Kuvaajassa b) kide on lisätty. Kuvaajassa c) kaviteetin mittoja on muutettu pienemmän säde koon saavuttamiseksi epälineaarilla kideellä.

melko helposti erilaisia sädekokoja muuntelemalla kaviteetin mittasuhteita.

Kaviteetti rakennettiin alumiinilevyille, jonka päällä komponenttien paikkoja voitiin muokata helposti. Peilien kiinnitykseen valittiin jäykät kulmasäädettävät kiinnikkeet. Kaikki peilit heijastavat 1064 nm:n valoa mahdollisimman hyvin (heijastus $> 99,5 \%$). Normaalissa laserkaviteetissa on yksi puoliläpäisevä peili (heijastus $< 70 \%$), joka toimii laserin ulostulopeilinä. Summataajuuskaviteetin tapauksessa tällaista peiliä ei tarvita, joten kaviteetin sisäisen kentän maksimoimiseksi kaikki peilit voivat olla hyvin heijastavia. Peilien tarkemmat ominaisuudet on koottu taulukkoon 4.1.

LC-haarassa toteutettava vahvistavan väliaineen pumppaus asettaa erikoisvaatimuk-

Taulukko 4.1 Käytettyjen kaviteettipecilien oleellisia tietoja. Heijastus on määritetty 1064 nm:n aallonpituudelle. Läpäisy peileille M_1 ja M_2 on määritetty 808 nm:n, M_3 700-900 nm ja $M_4 > 1400$ nm aallonpituuksille.

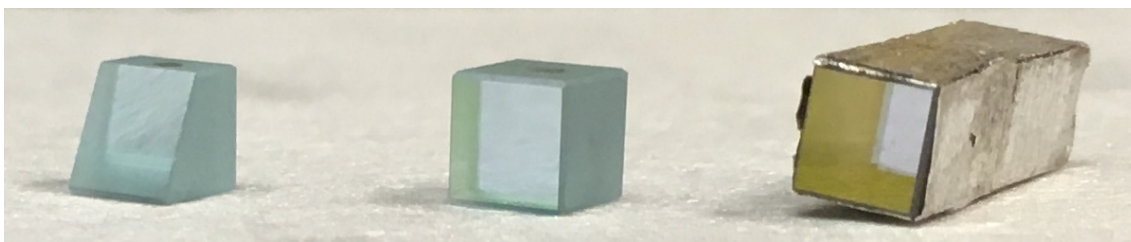
	M_1	M_2	M_R	M_3	M_4
Heijastus (%)	99,5	99,5	99,8	99,5	99,5
Läpäisy (%)	95	95	-	90	90
Kaarevuus (mm)	∞	∞	200	∞	∞
Osumakulma ($^\circ$)	0	5 – 25	5 – 25	45	0
Materiaali	UVFS	UVFS	UVFS	UVFS	CAF ₂

sen peilille M_1 . Peilin tulee läpäistä 808 nm:n valoa mahdollisimman hyvin, kun pumppaus toteutetaan peilin läpi. Myös peili M_2 kannattaa valita hyvin pumppuvaloa läpäiseväksi, jolloin jäänteet poistuvat paremmin kaviteetista. Peilin tulee myös toimia noin 15° osumakulmassa. M_R peili valittiin kaarevaksi $R_p = 200$ mm ja jälleen osumakulmalla 15° . M_3 kääntää sädettä, joten osumakulma on 45° . Lisäksi säteen tulee päästää summataajuus läpi, joten materiaalin ja pinnoitteen tulee läpäistä 700-900 nm:n alueella hyvin. M_4 on peileistä lähes tärkein. Peilin tulee läpäistä infrapunavaloa $3 \mu\text{m}$ alueella ja lisäksi pinnoitteen tulee heijastaa 1064 nm:n valo mahdollisimman hyvin. Peilin materiaaliksi valittiin CaF₂, jolla on hyvät ominaisuudet infrapuna-alueella.

4.2 Vahvistava väliaine ja pumppulaser

1064 nm:n aallonpituuden saavuttamiseksi valittiin vahvistavaksi väliaineeksi osiossa 3.3 esitelty Nd:YVO₄. Materiaalin luontainen kiderakenne aiheuttaa voimakkaasti lineaarisesti polarisoituneen sähkökentän synnyn kiteen c-akselin suuntaisesti. Vakaa polarisaatio on tärkeää epälineaarisissa ilmiöissä ja luonnollinen polarisaatio poistaa muuten välttämättömän polarisaattorin kaviteetista. Kide omaa hyvät laserominaisuudet, voimakkaan stimuloidun emission ja leveän absorptiokaistan pumppuaallonpituudella.

Erilaisia Nd:YVO₄-laserkiteitä on esitelty kuvassa 4.4. Kiteiden päällä oleva piste merkitsee hilarakenteen c-akselin. Kuvassa nähtävä indiumfolio on melko pehmeää ja muotoutuu kiinni. Indiumfolio johtaa hyvin lämpöä ja muotoutuessaan kiteen ja kiinnikkeen väliin, se parantaa lämmönjohtavuutta kiteestä kiinnikkeeseen. Kide toimii lämpöä tuottavana elementtinä, kun pumppulaserin aiheuttama viritystila



Kuva 4.4 Erilaisia Nd:YVO₄-laserkiteitä. Vasemmalla kide on leikattu Brewsterin kulmaan pumppulaserin heijastuksen minimoimiseksi. Keskimmäinen on 1 % Nd saostettu $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}^3$ kide. Oikealla työssä käytetty 0,3 % saostettu 10 mm pitkä indiumfolioon kääritty laserkide. Oikealla on havaittavissa kahtaistaitavuus, joka ilmenee vinon kulman takia takapinnan epätarkkuutena kiteen läpi.

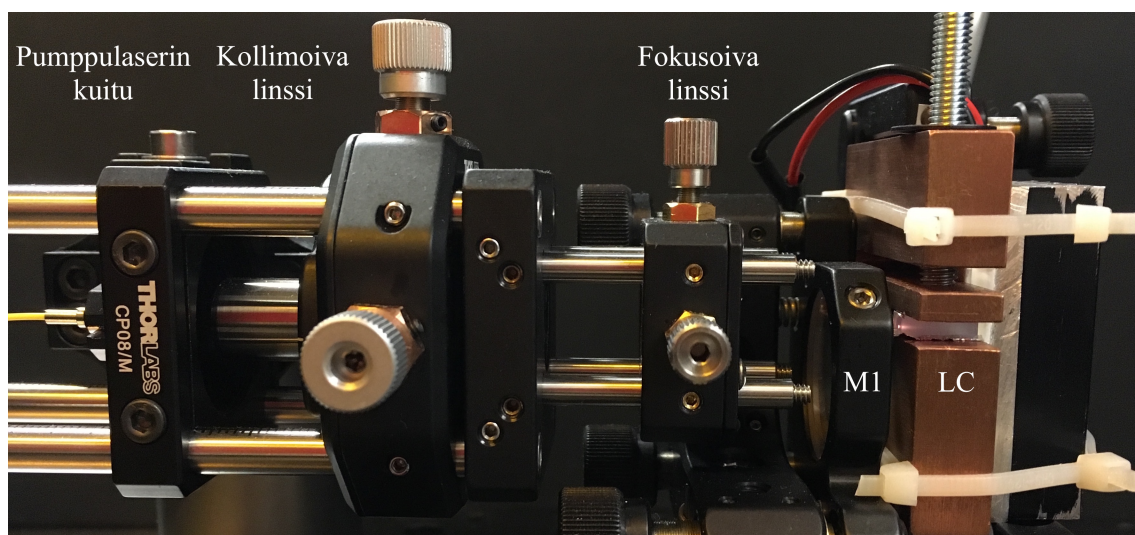
purkautuu lasersiirtymään ja takaisin perustilalle. Mitä korkeampi pitoisuus neodyymiä on saostettu kiteeseen, sitä lyhyemmällä matkalla lähes kaikki pumppuvalo absorboituu aineeseen. Samalla kide lämpenee paikallisesti sitä voimakkaammin, mitä enemmän absorptiota tapahtuu.

Matkaa, jolla merkittävä osa pumppuvalosta absorboituu, voidaan arvioida taulukon 3.1 tietojen ja kaavan 2.6 avulla. Esimerkiksi 1% saostettu kide absorboi 99 % pumppuvalosta 0,6 mm:n matkalla ja vastaavasti 0,3 % saostettu kahden millimetrin matkalla olettaen ettei absorptio satureidut. Kiteen suuresta pituudesta ei ole hyötyä vahvistuksen lisäämisessä, mutta lämmön johtumista se edistää.

Laserkide asetettiin kaviteettiin käärittynä indiumfolioon ja kiinnitettynä kupari-kiinnikkeeseen. Lisäksi kupari-kiinnikkeessä testattiin peltier-elementin avulla toteutettua jäähdytystä. Laserkide puristetaan kevyesti kuparilevyjen väliin ja indiumfolio tiivistyy kiteen ja kuparin väliin. Kiinnitys on nähtävillä kuvassa 4.5.

Laserkiteen pumppaukseen valittiin kuitukytketty 808 nm:n aallonpituudella toimiva 4 W tehoa tuottava laserdiodi, jonka lämpötilaa kontrolloitiin peltier-elementin, termistorin sekä alumiinisen jäähdytyslevyn avulla. Laserdiodeille on ominaista lämpötilan ja aallonpituuden riippuvuus, joten lämpötilaa on hyvä säädellä. Pumppaus toteutettiin lasersäteen suuntaisesti päätypeilin M_1 läpi. Käytetty L4 laserdiodi on kytketty $105 \mu\text{m}$ halkaisijan omaavaan monimuotokuituun, josta säde avautuu 0,22 numeerisella aukolla, eli $12,4^\circ$ kulmaan.

Pumppuoptiikan tulee kohdistaa pumppusäde laserkiteeseen kaviteetin sädekoon mukaan. Liian suuri pumppusäde aiheuttaa virittystä liian suurella alalla ja osa

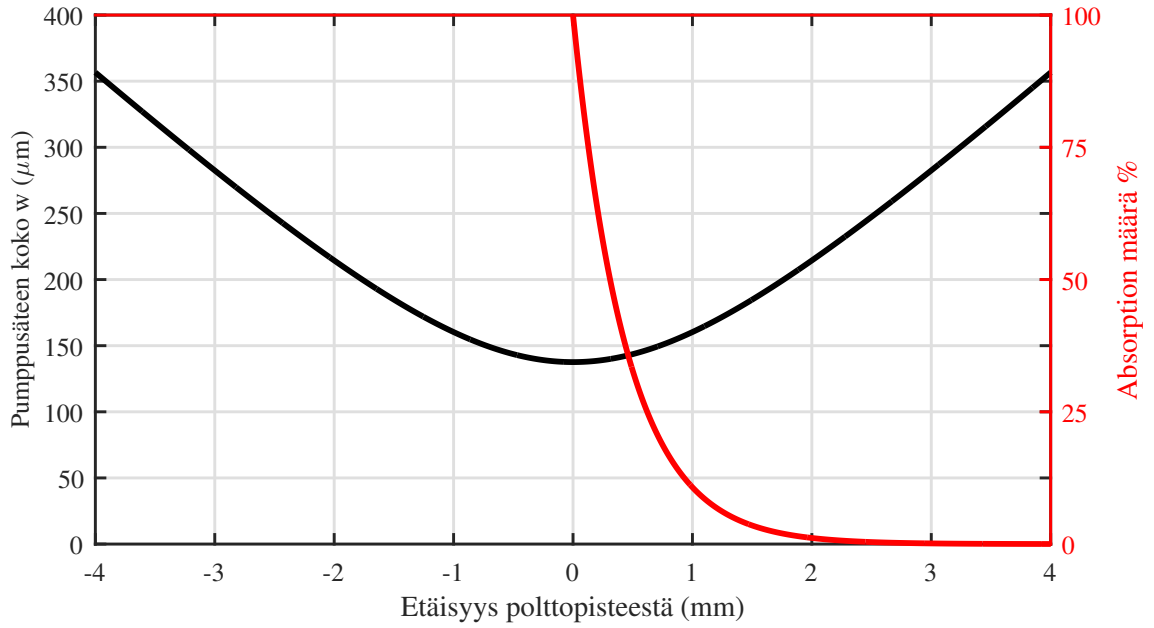


Kuva 4.5 Toteutettu pumppuoptiikka peilin M_1 takana ja laserkide LC peilin oikealla puolella. Linssit on kiinnitetty ruuvein säädettäviin kiinnikkeisiin säteen linjausta varten. Laserkiteessä on nähtävissä pumppuvalon aiheuttama fluoresenssi, joka vaimenee absorptioon vuoksi nopeasti.

virittyneistä atomeista ei vahvasta sädetä lainkaan. Liian pieni pumppusäde taas leikkaa vahvistusta säteen reunoilta. Kuvasta 4.3 nähdään että lasersäteen koko vahvistavassa väliaineessa saa arvoja $150 \mu\text{m}$:n alueella eli säteen halkaisija on noin $300 \mu\text{m}$. Kuidun pää tulee kuvantaa laserkiteeseen kolminkertaisella suurennoksella. Yhtälön 2.11 mukaan tämä onnistuu kahdella linssillä, joiden polttovälien suhde on 3. Ensimmäiseksi valittiin 11 mm :n polttovälin kollimoiva linssi ja toiseksi 30 mm :n fokusoiva linssi. Valitut linssit eivät aivan toteuta kolminkertaista suurennosta, mutta ovat peruslinssistä melko lähellä. Kuvan suurennosta ja sijaintia on mahdollista muunnella hieman muuttamalla linssien etäisyyksiä kuidun päästä, toisistaan ja laserkiteestä.

Toisaalta osion 2.2 mukaan pumppulaserin säteen koon muutosta voidaan mallintaa gaussisen säteen mallin mukaan lisäämällä mukaan laatuparametri M^2 . Yksimuotoiselle säteen avautumiskulma olisi kaavan 2.18 mukaan $0,28^\circ$ ja kuidun avautumiskulma on noin 44 kertainen eli voidaan arvioida $M^2 \approx 44$. Kuvassa 4.6 on esitetty pumppusäteen mallinnettu koon muutos valitulla optiikalla, sekä absorptio pumppuvalon edetessä väliaineessa.

Kuvasta 4.6 huomataan erityisesti pumppusäteen käyttäytyminen polttopisteen ympäristöstä. Suuri M^2 arvo ja tiukka fokusointi aiheuttavat säteen koon nopean muu-



Kuva 4.6 Pumppuvalon säteen koko w muuttuu nopeasti polttopisteen ympäristössä. Voimakas absorptio mahdollistaa käänteisen miehityksen luomisen oikean kokoiselle alueelle.

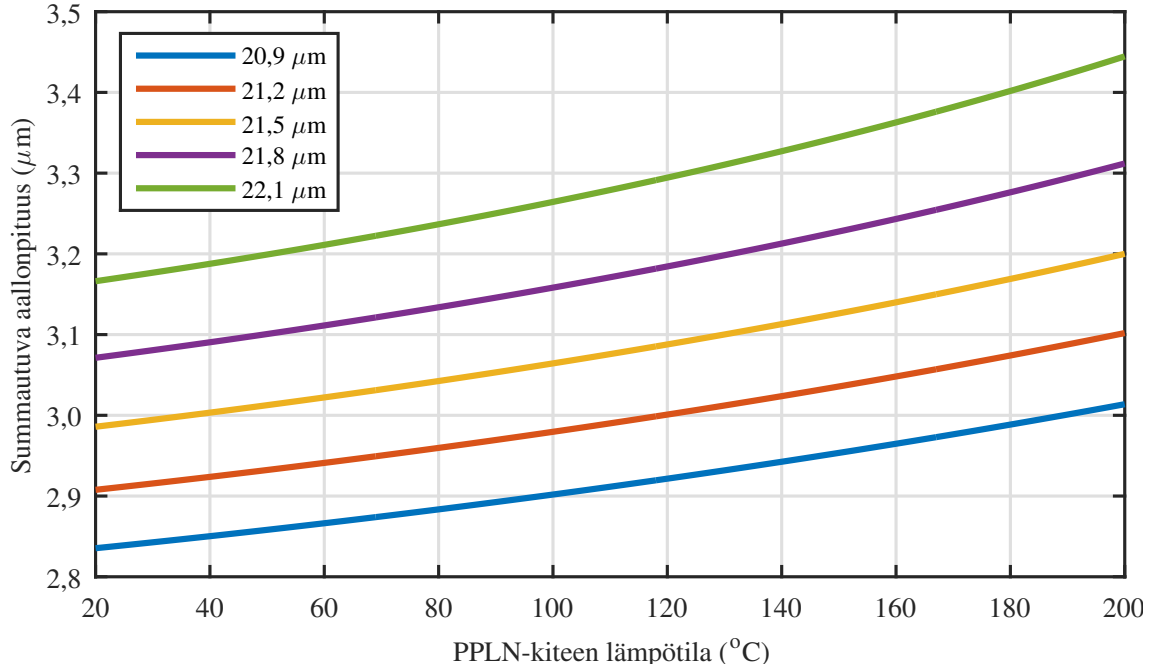
toksen polttopisteen ympärillä. Toisaalta pumppuvalo absorboituu hyvin pienelle matkalle ja suurin teho absorboituu heti alussa. Mallinnuksen perusteella säde pysyy noin $150 \mu\text{m}$:n kokoisena kahden millimetrin matkan ja alle $200 \mu\text{m}$:n kokoisena miltei neljä millimetriä. Vaikka absorptiossa tapahtuisikin saturaatiota, yli 95 % pumppuvalosta absorboituu hyötykäyttöön. Polttopistettä voidaan liikuttaa siirtämällä kohdistavaa linssiä laserkiteeseen nähden.

4.3 Epälineaarinen kide

Epälineaariseksi kiteeksi valittiin Coversionin valmistama jaksollisesti poolattu $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ (engl. *periodically poled lithium niobate*, PPLN). PPLN-kiteellä on korkea kytkeytymiskijän d_{eff} arvo, joka perustuu molempien summattavien säteiden polarisaatioon kiteen c-akselin suunnassa.

Summataajuuden luomiseen 1064 nm :n sähkökentän ja noin 3000 nm :n sähkökentän välillä tarvittavat poolausjaksot voidaan laskea kaavan 2.27 avulla. Aaltolukujen selvitystä varten täytyy tietää kiteen käyttölämpötila, joka vaikuttaa kiteen taitekertoimeen. Jos arvioidaan kiteen käyttölämpötilaksi 100° , saadaan kaavasta 2.3 taitekertoimet $n_{1064} = 2,171$, $n_{3000} = 2,112$ ja $n_{785} = 2,192$. Tarvittava poolausjak-

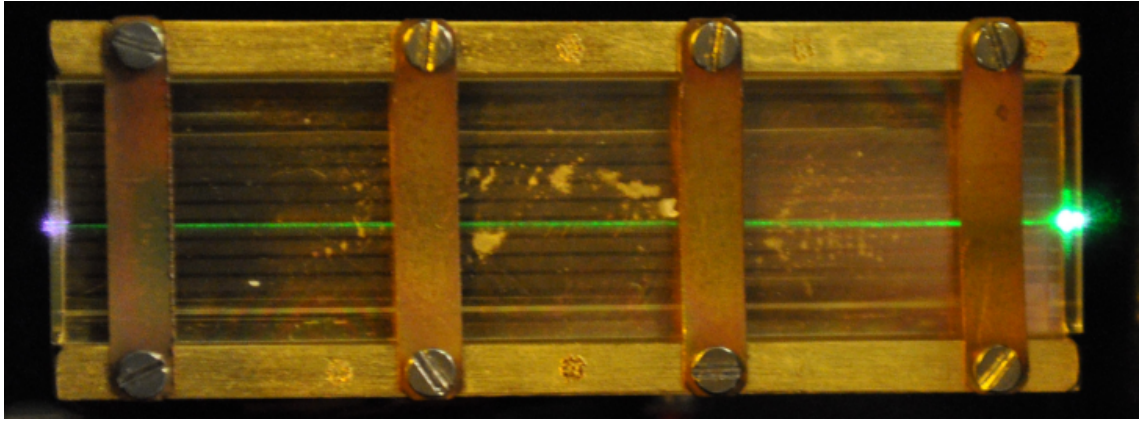
so on tällöin $\Lambda = 21,27 \mu\text{m}$ ja koherenssipituus puolet tästä eli $L_{coh} = 10,64 \mu\text{m}$. Kiteeseen voidaan valita eri poolausjaksoja lasketun arvon suuruusluokasta. Kuvassa 4.7 on mallinnettu eri poolausjaksojen toteuttamia vaihesovituksia lämpötilan muuttuessa. Mallinnus on toteutettu numeerisesti kaavojen 2.27 ja 2.3 avulla.



Kuva 4.7 PPLN-kiteessä tapahtuva summaus eri poolausjaksoilla. Lämpötila vaikuttaa taitekertoimen arvoon, joka mahdollistaa vaihesovituksen hienosäädön oikealle aallonpituudelle.

Tarkalleen summautuva infrapuna-aallonpituus tulee valita oikealla jaksolla ja oikealla lämpötilalla, sillä PPLN-kiteen taitekerroin on voimakkaasti aallonpituus- sekä lämpötilariippuva. Poolausjaksoa muuttamalla voidaan tehdä nopea siirtymä aallonpituudelta toiselle, mutta hienosäätö kannattaa tehdä lämpötilaa muuttamalla. Kuvassa 4.8 on esitetty työssä käytetty kide laserkaviteetin sisällä kuvattuna. Eri poolausjaksot on merkitty kiteeseen vaaleampina raitoina.

Eri valmistajat tarjoavat vakiotuotteinaan vapaassa avaruudessa käytettäviä kiteitä, jotka ovat luonnollisesti edullisempia, kuin tilauksesta valmistetut erillistuotteet. Työtä varten valittiin 40 mm pitkä vakio DFG-kide. Normaalikäytössä työssä tarvittavia noin $21 \mu\text{m}$:n poolausjaksoja käytetään infrapunavalon tuottamiseen 1064 nm :n ja 780 nm :n erotaajuutena. Osion 2.3 ja kaavan 2.28 perusteella summataajuutta syntyy vuorovaikutusmatkaan verrannollisesti. Pisin tarjolla oleva kide valittiin summataajuuden maksimoimiseksi. Työn loppuvaiheilla Tanskan teknillises-



Kuva 4.8 PPLN kide kuvattuna ylhäältä päin laserkaviteetin sisällä. Poolatut alueet näkyvät kuvassa harmaina raitoina ja tummat raidat ovat poolaamattomia alueita. Kiteessä syntyy laserin aallonpituuteen verrattuna toista harmonista aallonpituutta eli vihreää valoa (532 nm), joka on nähtävillä kuvan keskellä vihreänä juovana.

tä korkeakoulusta saatiin lainaan 10 mm pitkä erikoisvalmisteinen PPLN-kide, jota käytettiin osassa mittauksista. Kiteiden tärkeimmät ominaisuudet on esitelty taulukossa 4.2.

Kuvan 4.8 kiteen poolausjaksojen poikkileikkauksien koko on $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$. Vaakasunnassa aukkojen välissä on $200 \mu\text{m}$ poolaamatonta kidettä, joka näkyy tummempina raitoina vaaleampien välissä. Pystysunnassa kide on puoli millimetriä paksu ja kiinni kuparikiinnikkeessä. Päätypinnat on pinnoitettu hieman epäedullisesti kaviteetin sisäistä käyttöä varten. Ensimmäinen pinta on pinnoitettu 700-1100 nm:n heijastuksenesto pinnoitteella ja toinen pinta 2,4-4,8 μm :n heijastuksenesto pinnoitteella. Toisen pinnan puutteellinen 1064 nm:n heijastuksenesto aiheuttaa laserkaviteettiin jonkin verran häviöitä.

Taulukko 4.2 Työssä käytettyjen PPLN-kiteiden keskeisimmät ominaisuudet. Kiteiden päätypintojen heijastuksenestopinnoitteissa S_1 ja S_2 on merkittäviä eroja. Pitkä kide sisältää yhdeksän eri poolausjaksoa ja lyhyt viisi.

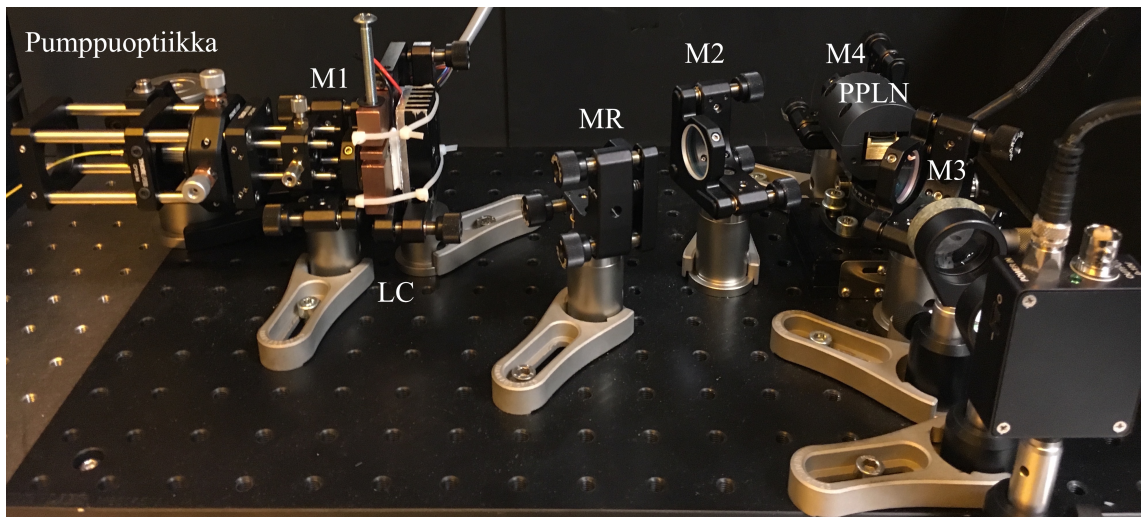
Pituus (mm)	Paksuus (mm)	Λ (μm)	S_1 (μm)	S_2 (μm)
40	0,5	20,9 – 23,3	0,7 – 1,1	2,4 – 4,8
10	1,0	21,0 – 23,0	0,7 – 1,1	1,06 & 2,4 – 4,8

Kide on asetettu kaviteettiin ensimmäinen pinta kohti peiliä M_3 ja toinen kohti peiliä M_4 . Näin saadaan mahdollisimman suuri osuus infrapunavalosta kiteen sisään ja

vastaavasti mahdollisimman suuri osuus summataajuusvalosta ulos. Asettamalla kide kuvan 4.1 mukaisesti lähelle päätypeiliä M_4 säde on pienimmillään tässä haarassa kaviteettia. Epälineaarisen prosessin pumppuvalona toimivan 1064 nm:n säteen koko ei kuvan 4.3 mukaan muutu merkittävästi kiteen sisällä.

5. MITTAUSTULOKSET

Mittauksissa tarkasteltiin laserkaviteetin toimintaa ilman PPLN-kidettä ja sen kanssa, sekä lopulta kaviteetin toimintaa infrapunailmaisimena. Rakennettu kaviteetti, pumppuoptiikka, sekä summataajuuden havainnointioptiikka on esitetty kuvassa 5.1.

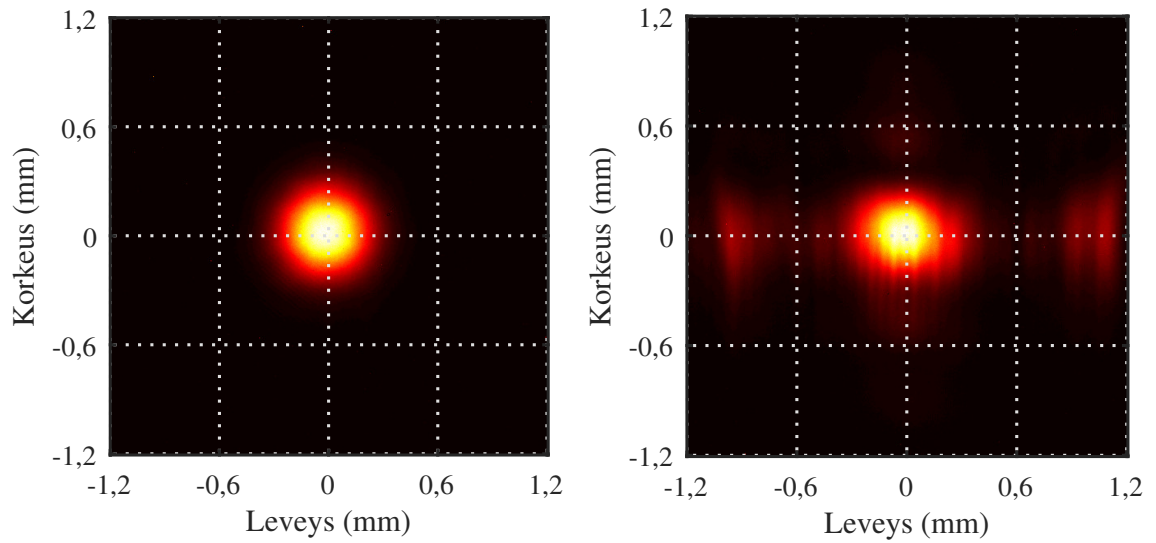


Kuva 5.1 Toteutus ja merkinnät vastaavat kuvan 4.1 kaviteettia. Oikealla PPLN-kide on sijoitettu kideuunin sisään ja vasemmalla laserkide on kiinnitetty kuparikiinnikkeeseen.

Kaviteetin linjaus toteutettiin ilman PPLN-kidettä linjaamalla vihreä laserosoitin peilin M_1 läpi. Peilit ovat läpinäkyviä näkyvän valon alueella, mutta niiden etu- ja takapinnat tuottavat heikon heijastuksen. Peilin M_1 etu- ja takapinnasta syntyvät heijastukset ohjattiin peiliä kääntämällä takaisin osoittimeen, jolloin peili on melko tarkasti kohtisuorassa säteeseen nähden. Peilin M_2 keskikohta asetettiin säteeseen ja säde ohjattiin peilin M_R keskelle. Vastaavalla tavalla jatkettiin peilien M_3 ja M_4 linjauksella. Lopulta M_4 peilistä syntyvä heijastus ohjattiin peiliä kääntelemällä takaisin säteen lähtökohtaan peilillä M_1 .

Pumppuoptiikka lisättiin peilin M_1 taakse kaviteetin ulkopuolelle ja pumppusäteen

polttopiste kohdistettiin laserkiteeseen tarkkailemalla kiteessä ilmenevää fluoresenssia, joka näkyy myös kuvassa 4.5. Lopullinen linjaus suoritettiin asettamalla sädekamera (Spiricon LBA 230) peilin M_4 taakse, sekä energiamittari peilin M_R taakse tarkkailemaan peililtä M_2 tulevaa sädettä. Sädekameran avulla laserin sädeprofiili yritettiin saada mahdollisimman pyöreäksi ja gaussisen yksimuotoiseksi. Vastaavasti peilin M_R läpi vuotavaa tehoa pyrittiin maksimoimaan. Laserkaviteettia säädettiin useasti työn aikana ja kuvassa 5.2 on esitelty esimerkki hyvin ja huonosti linjatun kaviteetin säteen laadusta. Kuvat on otettu sädeprofiilikameralla peilin M_4 takaa säteen osuessa vaimennussuodattimen läpi suoraan kamerasensorille.



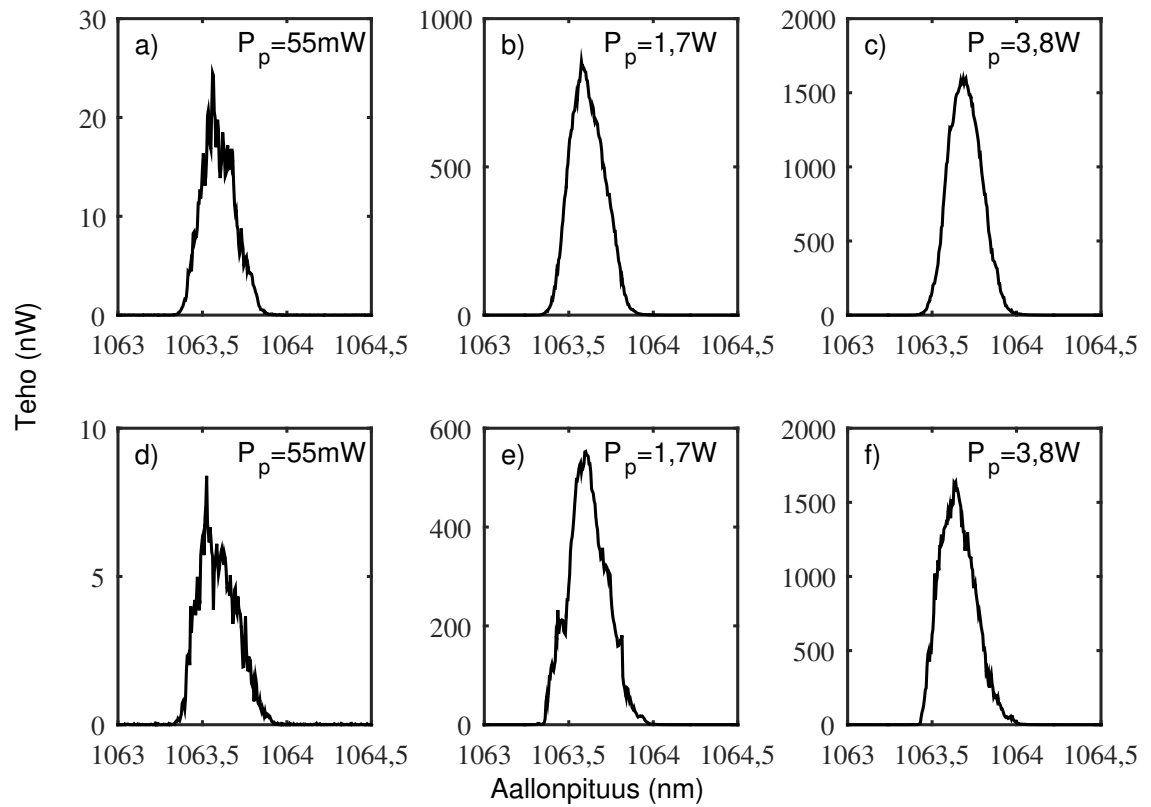
Kuva 5.2 Sädeprofiili on suora seurausta kaviteetin geometriasta, sekä linjauksen onnistumisesta. Kuvassa vasemmalla on esitetty paras mittauksista tallennettu sädeprofiili, kun kaviteetin mitat olivat sopivat ja pumppulaser oli hyvin linjattu laserkiteeseen. Oikealla esimerkki huonosti linjatun kaviteetin säteen laadusta. Säde ei ole pyöreä ja säteen ympärille muodostuu rikkonaista valoa.

Vastaavia kuvia tarkasteltiin aina kaviteetin linjaamisen yhteydessä. Kaviteetti toimii samankaltaisesti ainakin säteen osumakulmilla $\varphi/2 = 10^\circ - 20^\circ$. Sädeprofiili muuttuu kulman kasvaessa enemmän soikeaksi. Kaviteetin pituutta myös muunneltiin muutamia kertoja säteen koon muuttamiseksi, ja erityisesti 40mm PPLN-kidettä varten kaviteetin oikeaa haaraa lyhennettiin ja vasenta pidennettiin. Tällä saavutettiin pienempi säteen vyötärö PPLN-kiteen alueelle, joka helpotti säteen saamista läpi $500\mu\text{m}$ paksusta kiteestä. Joka tapauksessa kaviteetti toimii samankaltaisesti, kunhan peilien linjaus on kunnossa. Erityisesti säteen osumakohta peilillä M_R vaikuttaa paljon. Lähellä keskikohtaa säde pysyy pyöreänä tai lievästi soikeana ja pei-

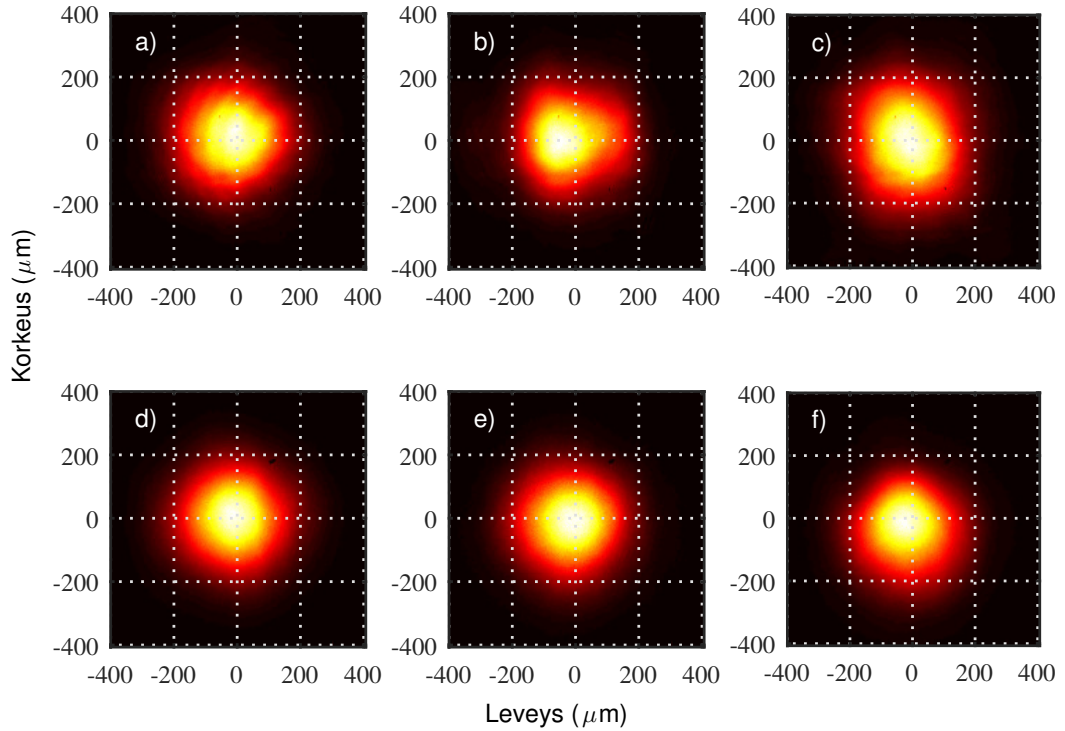
lin reunoja lähestyttäessä soikeus lisääntyy ja pahimmillaan säteestä ei saa linjattua enää puhdasta ja pyöreää TEM₀₀ sädettä.

5.1 Summataajuuskaviteetti

Kuvan 4.1c) mukaan linjatun kaviteetin laserominaisuuksia on esitelty kuvissa 5.3 ja 5.4. Laserulostulon spektri sekä säde profili mitattiin eri pumpputehoilla P_p . Mittaukset suoritettiin kaviteetille ilman PPLN-kidettä sekä lyhyen kiteen (10 mm) kanssa. Alun perin käytettäväksi suunnitellun pitkän kiteen (40 mm) linjaaminen täytyy tehdä erikseen eri pumpputehoilla, jolloin kaviteetin vertailu ei ole oikein järkevää. Spektrimittaukset tehtiin optisella spektri analysaattorilla (Ando AQ-6315A) 0,5 nm:n resoluutiolla.



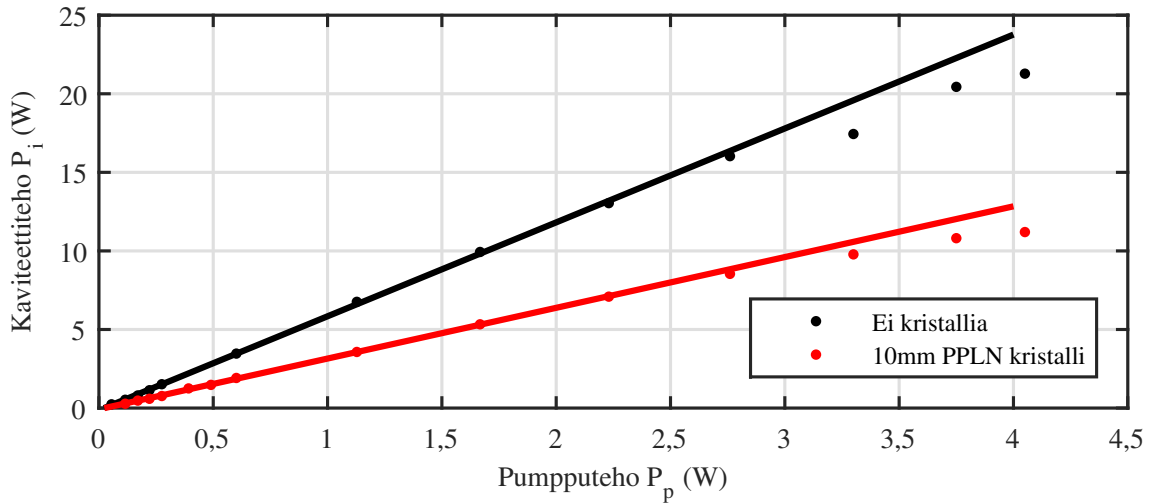
Kuva 5.3 Laserulostulon spektri mitattuna optisella spektrianalysaattorilla eri kaviteettitehoilla. Kuvissa a), b) ja c) kaviteetti toimii ilman PPLN-kidettä ja kuvissa d), e) ja f) kaviteetissa on lyhyt PPLN-kide. Todellisuudessa spektrit ovat tiheäkampaaisia eikä analysaattorin tarkkuus riitä erottamaan piikkejä toisistaan. Kuvassa näkyvät hienorakenteet eivät ole todellisia vaan johtuvat todennäköisesti pumppulaserin tehon vaihteluista.



Kuva 5.4 Laserulostulon sädeprofiili mitattuna Spiriconin sädeprofiilikameralla 60 mm etäisyydellä peilin M_4 heijastavasta pinnasta, Profilit a), b) ja c) on mitattu ilman PPLN-kidettä, kun taas d), e) ja f) on mitattu lyhyen PPLN-kiteen ollessa kaviteetissa. Mittauksissa käytetyt pumpputehot vastaavat kuvaan 5.3 merkittyjä pumpputehoja.

Kaviteetin hienolinjaus eli sädeprofiilin säätö toteutettiin kerran mittausten aluksi 1,1 W:n pumpputeholla. Huomattavaa kuitenkin on, että kaviteetin linjausta muuttamalla kaikkien eri tehojen sädeprofiilit ovat muokattavissa paremmiksi. Hienolinjausta toteutettiin peilien keskinäisellä hienosäädöllä, eli kävelyttämällä sädettä kaviteetin sisällä vaaka ja pystysuunnassa (engl. *beam walk*). Parhaimmillaan kaviteetin tehot nousivat noin 20 W:n tasolle tällä kaviteettigeometrialla. Kokeilemalla korkeamman neodyymipitoisuuden (1 %) kidettä, kaviteettitehoja saatiin nostettua 27 W:n tasolle. Korkeamman pitoisuuden kidettä ei saatu toimimaan 40mm PPLN-kiteen kanssa, joten 0,3 % pitoisuus valittiin pysyväksi ratkaisuksi.

Mittauksissa kaviteettitehoa säädeltiin ainoastaan pumppulaserin virtaa muuttamalla. Pumppulaserdiodin kuoren lämpötila pidettiin vakiona ja lämpötila oli säädetty niin, että aallonpituus pysyy 808 nm:n ympäristössä koko virta-alueella. Virran säätö vaikuttaa diodin ulostulotehoon, sekä hieman aallonpituuteen. Pumppulaserin viivanleveys on noin 1,7 nm ja vahvistusaineen absorptiokaista on myös leveä, joten



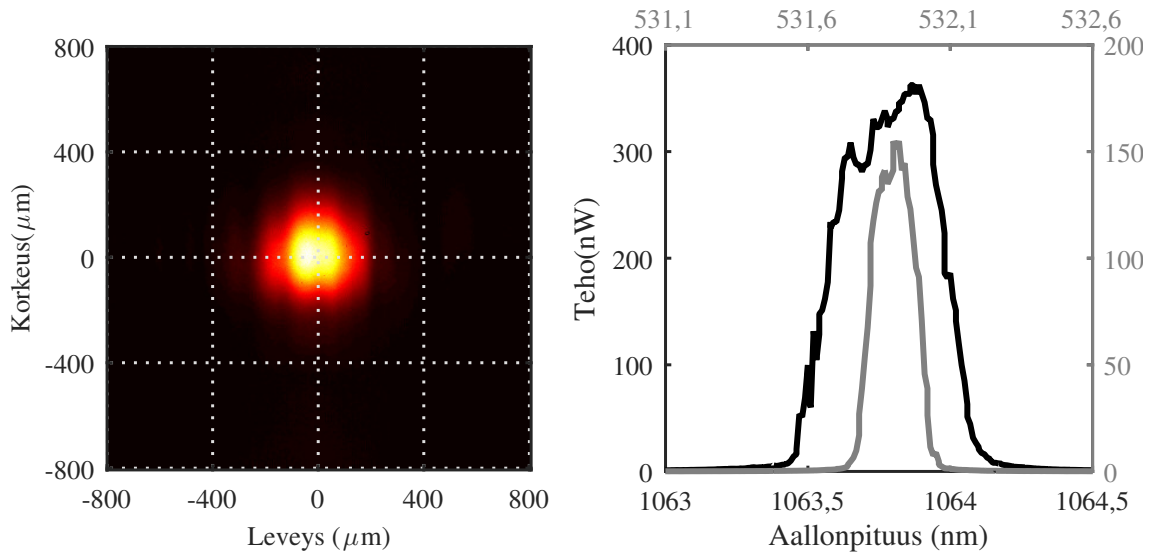
Kuva 5.5 Laserin kaviteettiteho on suoraan verrannollinen pumppulaserin tehoon, mutta lievää saturoitumista on havaittavissa yli 3 W:n pumpputehoilla.

pienellä aallonpituuden siirtymällä ei ole merkitystä.

Kuvassa 5.5 nähdään pumppulaserin tehon siirtyvän lineaarisesti kaviteetin sisäiseksi tehoksi P_i . Pumppulaserin teho mitattiin erikseen käytetyillä virran arvoilla kuidun päästä tehomittarilla. Tehot vastasivat valmistajan toimittamaa datalehteä. Kaviteetin sisäinen teho on arvioitu peilin M_R läpäisykertoimen perusteella, joka käytetyllä osumakulmalla on valmistajan toimittaman datan perusteella 0,1 %. Kuvassa 5.5 kaviteettiteho on valmiiksi skaalattu luvulla 1000. Tarkempaa tulosta varten peilin todellinen läpäisy voitaisiin vielä mitata erikseen.

Laserkaviteetti suunniteltiin alun perin pitkälle PPLN-kiteelle kuvan 4.1c mukaisesti. Mittauksissa saavutettiin parhaimmillaan 2,7 W kaviteettiteho pitkän ja vaikean linjauksen jälkeen. Pumpputehoa tähän kului noin 3 W. Poolausjaksoa vaihtamalla laserointi katosi tai heikkeni rajusti. Kaviteetti saatiin toimimaan vakaasti poolausjaksosta riippumattomana 2,3 W teholla. Kuvassa 5.6 on esitetty tässä tilassa toimivan kaviteetin sädeprofiili sekä emissiospektri.

Pitkän PPLN-kiteen huonon käytettävyyden vuoksi aiempia vastaavia spektri-, sädeprofiili- ja tehomittauksia ei saatu suoritettua kattavasti. Vertailussa käytetty lyhyt PPLN-kide on huomattavasti helpompi linjata lyhyemmän pituutensa ja suuremman paksuutensa ansiosta. Säteen liikettä voi tarkkailla kiteen etu- ja takapinnoilla toisen harmonisen synnyttämän 532 nm:n vihreän valon avulla. Vaikkakaan kiteen poolausjaksoja ei ole suunniteltu toisen harmonisen luomiseen, syntyy vihreää valoa



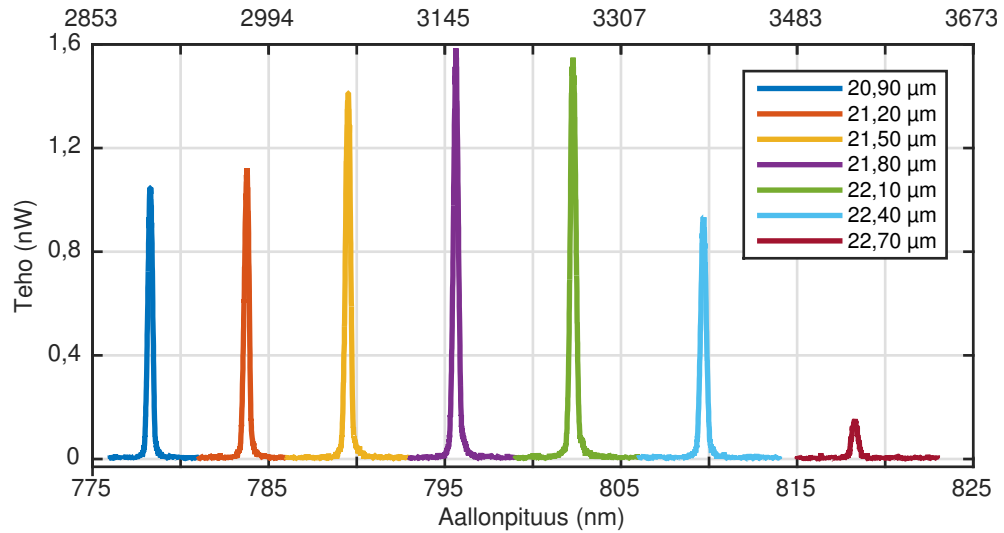
Kuva 5.6 Pitkä ja ohut kide aiheuttaa jonkin verran vääristymää sädeprofiliin. Taajuuskahdennettu vihreän valon spektri seuraa perusaallonpituuden muotoa.

joitain kymmeniä mikrowatteja.

5.2 Infrapunailmaisimen toiminta

Infrapunan muuntamista mitattiin pääasiassa pitkän PPLN-kiteen kaviteetilla (kuva 4.1c). Kaviteetin sisäinen teho asetettiin 2,3 W tasolle pumpplaserin avulla ja säde linjattiin mahdollisimman hyvin yksimuotoiseksi. Infrapunälähteenä mittauksissa käytettiin keski-infrapuna superjatkumolaseria, jonka spektri syntyy välille 1000–3500 nm. Lähteen pulssitaajuus on 75 kHz ja pulssien kesto on noin 1 ns. Pulssitetun lähteen kokonaisteho ei välttämättä ole kovin suuri, mutta pulssien hetkellinen teho nousee korkeaksi, josta on hyötyä epälineaarisissa prosesseissa.

Pitkän PPLN-kiteen infrapunavastetta testattiin linjaamalla superjatkumo kuidun päästä summataajuuskaviteettiin. Linjauksessa käytettiin apuna superjatkumon pumpplaserin sädettä 1547 nm:n aallonpituudella, jonka havaitseminen onnistuu ilmaisinkortin avulla. Toinen apukeino löytyy summataajuuskaviteetista vuotavasta vihreästä säteestä. Linjaamalla alumiinipeilien avulla nämä kaksi sädettä päällekkäin, voidaan olla melko varmoja hyvästä linjauksesta. Infrapuna säde keskitettiin PPLN-kiteen keskelle 250 mm polttovälin CaF_2 linssillä, joka on heijastuksenestopinnoitettu mittausalueella.



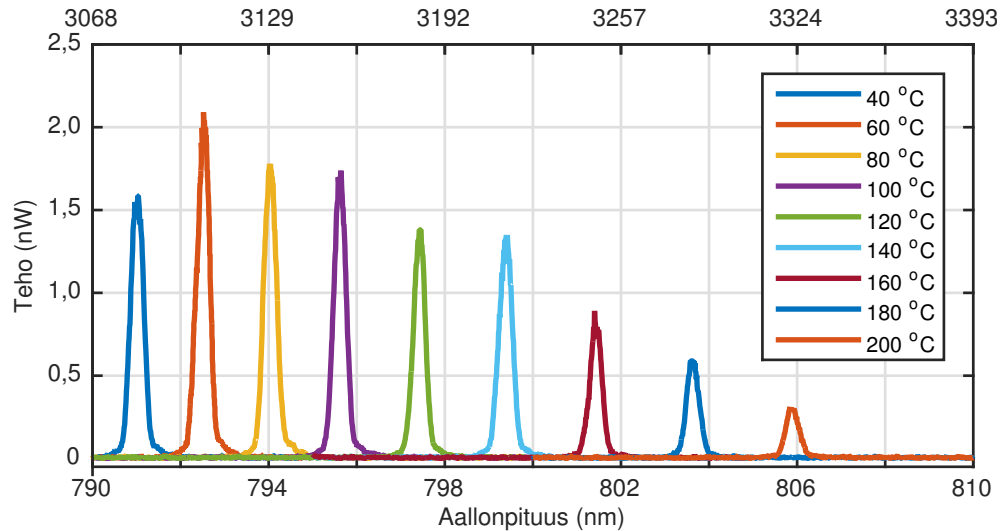
Kuva 5.7 PPLN-kiteen $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ lämpötilassa mitatut muunnoskaistat eri poolausjaksoilla. Kaviteetissa käytettiin $2,3\text{ W}$:n sisäistä tehoa.

Pitkän PPLN-kiteen spektrianalysaattorilla $0,05\text{ nm}$:n resoluutiolla mitatut muunnoskaistat eri poolausjaksoilla on esitetty kuvassa 5.7. Kaistojen etäisyys toisistaan kasvaa siirryttäessä käyttämään pidempiä poolausjaksoja. Siirtymällä $20,90\text{ }\mu\text{m}$:n poolausjaksosta $21,20\text{ }\mu\text{m}$:n poolausjaksoon, siirrytään infrapunalla 78 nm suuremmalle aallonpituudelle. Siirtymällä poolausjaksosta $22,40\text{ }\mu\text{m}$ viimeiseen mitattuun $22,70\text{ }\mu\text{m}$ jaksoon saavutetaan 156 nm :n siirtymä infrapuna-aallonpituuksilla.

Kuvassa 5.8 on esitetty $21,80\text{ }\mu\text{m}$:n poolausjaksolla mitatut muunnoskaistat, kun PPLN-kiteen lämpötilaa muutetaan. Mitauksissa käytettyä lämpötilaväliä $40\text{--}200\text{ }^{\circ}\text{C}$ rajoittaa ainoastaan kristalliuuni, joka toimii korkeintaan $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ lämpötilassa. Mitattu muunnoskaistan leveys on $4,9\text{ nm}$ ja muunnoskaistaa voidaan siirtää 239 nm . Sadan celsiusasteen lämpötilassa muunnoskaista asettuu 3154 nm :n aallonpituudelle.

Infrapunavalon spektriä ei ole rajoitettu, muuten kuin suodattamalla alle $2,3\text{ }\mu\text{m}$:n valo pois dielektrisiin kalvoihin perustuvalla interferenssisuodattimella. Ilman suodatinta havaitaan myös superjatkumon tuottamia summataajuuksia itsensä kanssa. Ilman interferenssisuodatinta nähdään spektrometrillä laajakaistaisesti valoa 780 nm :n ympäristössä. Esimerkiksi superjatkumon pumpun toinen harmoninen osuu $773,5\text{ nm}$:n aallonpituudelle.

Rajoittamalla keski-infrapunakaistaa monokromaattorin avulla, suoritettiin vertailumittaus signaalin voimakkuudesta kaupallisen infrapunahavaitsimen ja rakennetun



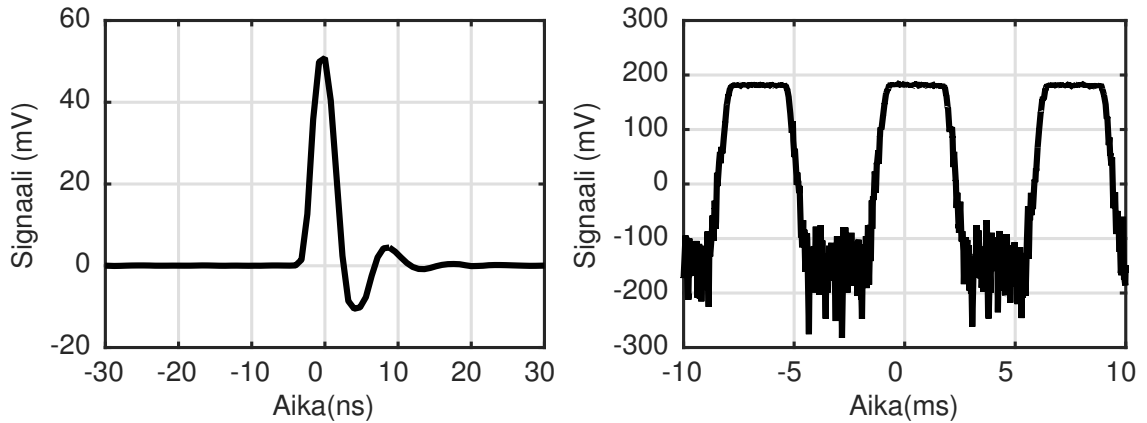
Kuva 5.8 Spektrianalysaattorilla mitatut muunnoskaistat eri lämpötiloissa. PPLN-kiteen poolausjakso oli $21,80 \mu\text{m}$.

summataajuushavaitsimen välillä. Kaupallinen havaitsin on vahvistettu valojohdehavaitsin, jonka sisäinen vahvistin on AC-kytketty ja tarvitsee säännöllistä valon katkomista toimiakseen oikein. Summataajuutta havainnoitiin pii-diodin avulla peilin M_4 takaa asettamalla eteen vielä kaistanpäästösuodin 750-850 nm alueelle.

Infrapunavalo linjattiin monokromaattoriin $f = 50 \text{ mm}$ MgF_2 linssin avulla ja vastaavaa linssiä käytettiin valon kollimointiin monokromaattorin jälkeen. $3 \mu\text{m}$ valon kanssa työskentely on vaikeaa erityisesti linjatessa sädettä. Linssien materiaaliominaisuuksiin kuluu eri taitekerroin eri aallonpituuksilla, joka johtaa polttovälin muuttumiseen aallonpituuden muuttuessa. Normaalisti linjatessa käytettävistä ilmaisinkorteista ei ole hyötyä muuten kuin 1547 nm :n pumppua linjatessa, jonka jälkeen tulee linssejä siirtää polttovälin siirtymän verran. Pumppusäde ei ole enää kollimoitu siirron jälkeen.

Normaalisti valohavaitsin voitaisiin asettaa monokromaattorin ulostuloaukkoon, mutta summataajuuskaviteettiin valo täytyy linjata vielä ulostuloaukosta. Linjaus suoritettiin jälleen asettamalla pumppusäde sekä vihreä kaviteettisäde päällekkäin, jonka jälkeen sädettä liikuteltiin summataajuussignaalin vahvistamiseksi. Säde keskitettiin 250 mm polttovälin CaF_2 linssillä epälineaariseen kiteeseen peilin M_4 läpi. Peilin M_3 jälkeen valo kerättiin $f = 75 \text{ mm}$ UVFS linssillä pii-havaitsimelle. Vertailusignaali otettiin juuri ennen peiliä M_4 valojohdehavaitsimella. Kuvassa 5.9 on esitetty superjatkumolaserin pulssin aiheuttama signaali $3 \mu\text{m}$:n aallonpituudelta summataajuus-

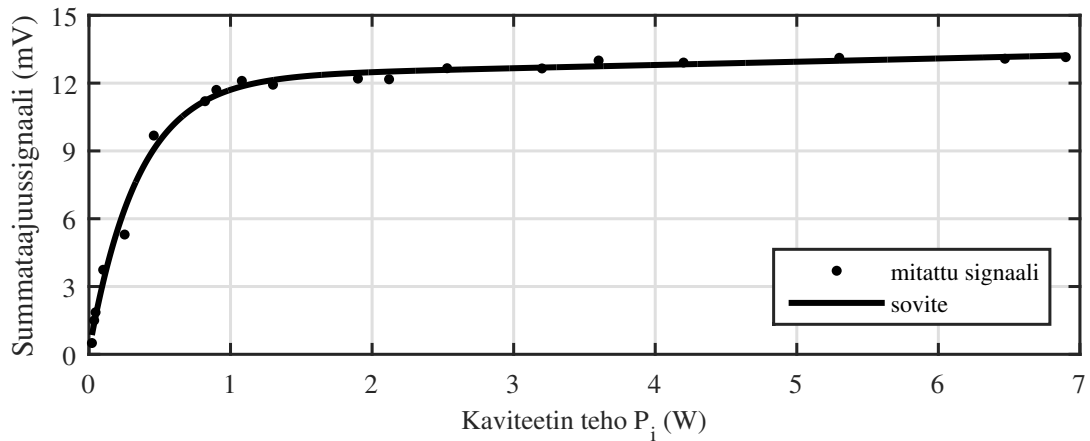
ja valojohdehavaitsimen avulla.



Kuva 5.9 Vasemmalla 785 nm:n aallonpituudella havainnoitu summataajuussignaali tuhannen signaalin keskiarvolla 75 kHz:n pulssitaajuudella. Oikealla valojohdehavaitsimella havaittu signaali 3 μm :n aallonpituudella. Jaksollisuus syntyy katkojan 140 Hz:n taajuudesta.

Kuvan 5.9 signaalit kertovat havaitsimien ominaisuuksista. Molempia signaaleja rajoittaa nopeus, tosin hieman eri tavalla. Käytetyn piidiodin nousuaika on 2,3 ns ja valojohde 35 μs . Valojohde mittaa pulssien keskimääräistä jatkuvaa tehoa ja piidiodi näkee jokaisen pulssin erillisenä signaalina.

Lyhyellä kiteellä summataajuushavainnointia testattiin kaviteettitehoon verrannollisena. Kuvassa 5.10 on esitelty mitattujen signaalien voimakkuudet ja kaviteettiteho.



Kuva 5.10 Summataajuussignaali muuttuu kaviteettitehoon riippuvaisesti. Signaalin voimakas kasvu loppuu yhden watin kaviteettitehon jälkeen ja kasvu muuttuu hitaammaksi. Sovite on tehty numeerisesti kahdella eksponenttifunktiolla.

Mittauksissa kaviteettin linjaukseen ei koskettu tehomuutosten välillä ja tehoa säädeltiin ainoastaan pumppulaserin tehoa muuttamalla. Käytetty poolausjakso oli $21,0\ \mu\text{m}$ ja kiteen lämpötila $100\ ^\circ\text{C}$. Sädeprofiilin muoto noudatteli kuvan 5.4 alempia profileja eikä juuri merkittävästi mittausten välissä.

Vastaavaa mittausta ei suoritettu pitkälle PPLN-kiteelle, sillä kaviteettitehon muuttaminen ei onnistu helposti pelkästään pumppulaseria säätämällä. Kaviteettitehon säätö pitkällä ja ohuella kiteellä vaatii myös kaviteettipeileihin koskemista, jolloin mittausta on hieman epäluotettava ja erittäin hidas tehdä.

6. TULOSTEN ANALYSOINTI

Infrapunan havaitseminen summataajuuskaviteetin avulla perustuu hyvään kaviteetin suunnitteluun sekä rakentamiseen. Signaalin syntyymiseen vaikuttaa teoreettisesti neljä asiaa, kuten yhtälö 2.28 antaa ymmärtää. Kaviteetin sähkökentän amplitudi A_1 ja infrapunakentän amplitudi A_2 tuottavat summataajuuskentän, joten suuret arvot tuottavat suuremman kentän. Vaihe sovitus termin Δk_Q nollaaminen ja pitkä vuorovaikutusmatka z antavat oikeat olosuhteet kenttien vuorovaikutukselle. Käytännössä signaaliin vaikuttaa vielä säteiden linjaaminen samalle polulle, jolloin kenttien vuorovaikutus on parhaimmillaan. Kaviteettisäteiden koko ja infrapunakentän keskittäminen oikeaan kohtaan PPLN-kiteellä vaikuttavat kenttien amplitudiin, sillä pienemmällä säteellä on suurempi paikallinen amplitudi, jos säteiden kokonaisteho on sama. Viimeisenä osana summataajuuden havaitsemiseen käytetty optiikka, sekä valohavaintsin vaikuttavat summataajuushavaitsemisen suorituskykyyn.

6.1 Summataajuuskaviteetin häviöt ja teho

Kaviteetin sisäisen sähkökentän tehoon voidaan vaikuttaa pienentämällä kaviteetin häviöitä. Rakennetussa kaviteetissa ei ole lainkaan laserille tyypillistä ulostulopeiliä, vaan jokainen peili on hyvin heijastava. Kuitenkin jokaisesta peilistä syntyy hieman häviöitä kaviteettiin. Käytännössä jokainen peili aiheuttaa noin 0,5 % häviön kun säde heijastuu peilistä kerran. Kaarevan peilin heijastuskerroin on käytetyillä osumakulmilla hieman parempi aiheuttaen vain 0,1 % häviön. Samalla tavalla laserkiteen molemmat pinnat aiheuttavat pienen häviön heijastuksenestopinnoitteesta huolimatta. Tämä häviö on samaa luokkaa peilien kanssa, noin 0,2 % molemmissa pinnoissa osumakertaa kohden. Pitkän PPLN-kiteen toinen pinta on pinnoitettu ja toinen ei, joten kiteestä aiheutuu heijastushäviöitä 0,2 % sekä 11,4 %. Lyhyen PPLN-kiteen molemmat pinnat on pinnoitettu, joten häviöt ovat 0,2 % pintaa kohden. Kokonaisuudessaan kaviteetin logaritmiset häviöt ilman diffraktiohäviöitä ovat $\gamma_0 = 0,02$, $\gamma_{10} = 0,024$ ja $\gamma_{40} = 0,14$, missä alaindeksit viittaavat lisätyn PPLN-kiteen pituuteen.

Peilien heijastuksien lisäksi kaviteetissa voi tapahtua diffraktiohäviöitä, eli säteen reunat leikkautuvat pois osuessaan läpinäkymättömään tai heijastumattomaan pintaan esimerkiksi kiteen tai peilin pidikkeeseen. Säteen koko w on simulaation perusteella suurimmillaan alle puoli millimetriä, eli 86% säteen tehosta on millimetrin halkaisijan omaavan ympyrän alalla. Kahden millimetrin halkaisijalla on 98% ja kolmen millimetrin halkaisijalla 99,7% säteen tehosta perusmoodin tapauksessa. Verrattaessa säteen maksimikokoa peilien halkaisijaan (2,54 cm) voidaan todeta, ettei peilien vuoksi merkittäviä diffraktiohäviöitä tapahdu. Vahvistavan väliaineen poikkileikkaus on $3 \times 3 \text{ mm}^2$, mutta se on asetettu säteen vyötärökohtaan $w_0 \approx 150 \text{ }\mu\text{m}$. Käytännössä säteen koko teho kulkee vahvistavan väliaineen läpi. PPLN-kiteiden paksuudet rajoittavat sädetä hieman. Lyhyen PPLN-kiteen poolausjakson poikkileikkaus on $1 \times 1 \text{ mm}^2$ ja säteen koko $w_0 \approx 180 \text{ }\mu\text{m}$. 99,6 % säteen tehosta mahtuu poolausjakson poikkileikkauksen alalle. Säde leikkautuu hyvin lähellä päätypeiliä, joten häviöt tapahtuvat edestakaisella matkalla kerran. Diffraktiohäviöiksi voidaan tämän arvion perusteella laskea $\gamma_{10D} = 0,004$. Vastaavalla tavalla pitkälle PPLN-kiteelle voidaan arvioida $\gamma_{40D} = 0,045$. Kokonaisuudessaan heijastuksista sekä diffraktiosta aiheutuvat häviöt ovat $\gamma_{10tot} = 0,028$ ja $\gamma_{40tot} = 0,19$.

Lasereille määritellään usein hyötysuhde, joka rakennetulle kaviteetille saadaan kuvan 5.5 sovitteiden kulmakertoimista. Hyötysuhde kuvaa ulostulotehon ja pumpputehon suhdetta, mutta summataajuuskaviteetin tapauksessa järkevämpää on kuvata pumpputehon ja kaviteetin sisäisen tehon suhdetta. Ilman PPLN-kidettä suhdeluku on 5,90 ja 10 mm kiteen kanssa 3,16. Suhdeluku on kääntäen verrannollinen kaviteetin logaritmiin häviöihin, eli mitä suuremmat häviöt, sitä pienempi hyötysuhde.

Käytännössä pinnoitettu kide liki kaksinkertaistaa kaviteetissa tapahtuvat logaritmiset häviöt. Jos diffraktiohäviöt ovat alkutilanteessa lähes olemattomat ja $\gamma_0 = 0,02$ niin kaviteetin kertaläpäisyyssä 98% fotoneista säilyy kaviteetissa. Logaritmisten häviöiden kaksinkertaistuessa 96% fotoneista säilyy kaviteetissa, eli kide säilyttää 98% fotoneista kertaläpäisyyllä. Arvioitujen kokonaishäviöiden γ_{10tot} perusteella 97 % fotoneista säilyy kertaläpäisyyllä kiteen lisäyksen jälkeen. Yhden prosenttiyksikön ero ei ole kovin paljon. PPLN-kiteessä tapahtuu todennäköisesti myös hieman absorptiota ja vihreää valoa syntyy hieman. Todennäköistä on myös sironta erityisesti PPLN-kiteen poolauksesta johtuen.

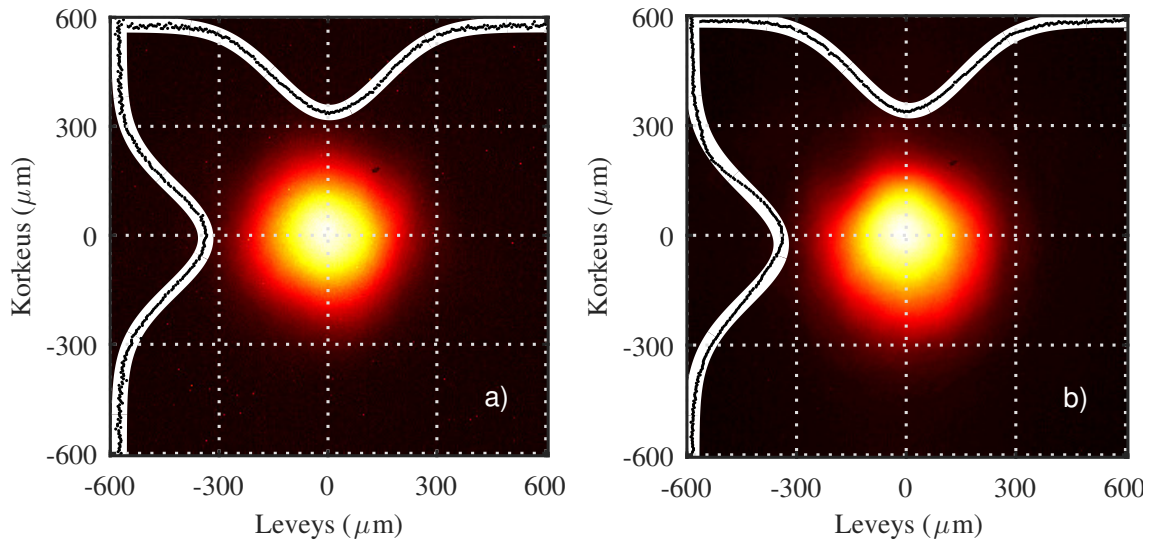
6.2 Sädeprofiilit ja kaviteettimoodin yksimuotoisuus

Kun tarkastellaan sädeprofiileita kuvissa 5.4d), e) ja f) huomataan säteiden olevan hieman puhtaampia, kun kide on asetettu kaviteettiin. Yläkuvissa säteen ympärillä näkyy enemmän satunnaista valokenttää, kun taas kiteen kanssa säde on pyöreämpi ja symmetrisempi. Säteen ympärille muodostuvat satunnaisen näköiset valokentät ovat seurausta korkeamman asteen poikittaisista moodeista laserkaviteetissa, jotka laseroivat heikommin kuin perusmoodi, mutta tuottavat kuitenkin tehoa ja vääristävät sädeprofiilia. Korkeamman asteen moodeille on ominaista suurempi sädeparametrin M^2 arvo, jolloin ne kulkevat kaviteetissa eri kokoisena, kuin perusmoodi. kiteen asettaminen toimii tietyllä tavalla aukkona, jolloin osa korkeamman asteen poikittaisista moodeista leikkautuu pois kiteen reunoilla, puhdistuen näin sädeprofiilia ja aiheuttaen samalla häviöitä.

Mittauksissa havaittiin myös säteen siirtyminen sädekameran kennolla kiteen lisäämisen jälkeen. Pumppulaserin sädettä ei liikutettu ennen uusia mittauksia. Pieni säteen siirtyminen aiheuttaa polkueron pumppusäteen ja kaviteettisäteen välillä. Luotu käännetty miehitys vahvistavassa väliaineessa ei osu välttämättä enää yhtä hyvin kaviteetin ominaismoodin kanssa päällekkäin, kuin ilman kidettä. Lyhyellä PPLN-kiteellä linjaus voi olla vielä hieman parannettavissa, sillä kaviteetin ei tarvitse olla täydellisesti linjassa laseroidakseen, jolloin asteittainen säätö on mahdollista. Pitkän PPLN-kiteen kanssa vastaava asteittainen linjaus on erittäin vaikeaa. Pitkä matka ja kiteen ohuus aiheuttavat laseroinnin loppumisen kaviteetissa lähes välittömästi, jos pumppusäteen paikkaa ja peilejä säädetään. Säteen kulma PPLN-kiteen sisällä muuttuu ja ohut kide aiheuttaa suuret diffraktiohäviöt, jolloin kaviteetti ei enää laseroi.

Lasersäteen kokoa kiteellä voidaan arvioida sädeprofiilimittausten avulla. Kaviteetin sädeprofiili on käytännössä summa kaikista laseroivista poikittaisista ja pitkittäisistä moodeista. Peilejä säätämällä poikittaiset moodit saadaan rajattua kuvan 5.4 perusteella pääasiassa ensimmäiseen TEM_{00} moodiin. Kameran kenno mittaa osuvia fotoneita muuttaen niitä elektroneiksi ja näin sähköiseksi signaaliksi. Mitatut sädeprofiilit ovat tehojakaumia, jolloin kameran tuottamasta saadaan kenttäjakautumaan verrannollisia ottamalla siitä neliöjuuri. Gaussisen soviteen avulla voidaan tarkastella mitatun kenttäjakautuman ominaisuuksia verrattuna teoreettiseen säteeseen. Kuvassa 6.1 on esitetty esimerkki sädeprofiilidatan sovitteesta.

Sovitteesta saadaan määritettyä säteen koko w , kun jakauman arvo on tippunut



Kuva 6.1 Kuvaan a) on muunnettu kenttäjakaumaksi kuvan 5.4e sädeprofiili. Kuvan b) kenttäjakauma vastaa sädeprofiilia 5.4f. Valkoiset sovitteet on tehty x - ja y -akseleilla sijaisille kentän arvoille. Musta viiva valkoisen sisällä sisältää kuvan kentän mitatut arvot aksleilla.

$1/e$ osaan huippuarvostaan. Tämän jälkeen voidaan numeerisesti etsiä säteen vyötärön arvo w_0 peilillä M_4 käyttäen kaavaa 2.16. Säteen koko saa kiteen kanssa arvoja 212–220 μm , jotka vastaavat kaviteetin vyötäröä välillä 175–185 μm . Huomattavaa kuitenkin on, että eri pumppaustehoilla sädeprofiili muuttuu. Kuvassa 6.1 ensimmäinen profiili osuu erittäin hyvin sovitteeseen ja näyttää muutenkin hyvältä. Toinen profiili on hieman vääristynyt ja toispuoleinen. Teoreettisesti kappaleen 4.1 mukaan säteen koon pitäisi olla noin 140 μm .

Pumpputehon lisääminen aiheuttaa vahvistavan väliaineen paikallista lämpenemistä. Käytännössä pumpputehosta 24 % absorboituu kiteeseen pumppaus- ja laserointiaallonpituuden eron vuoksi. Käytettävällä pumppulaserilla tämä tarkoittaa parhaimmillaan 1 W:n lämpötehoa kaksi millimetriä pitkään ja 150 μm säteen omaavan sylinterin tilavuuteen. Laserkiteen muodon ja kiinnityksen vuoksi suurin lämpövirta tapahtuu kiteen pystysuunnassa, aiheuttaen lämpötilagradientin kiteen keskustasta ulospäin. Kaavan 2.3 perusteella taitekerroin on lämpötilariippuva ja Nd:YVO_4 kiteen tapauksessa lämpötilan nousu aiheuttaa taitekertoimen kasvun. Säteen keskustassa tapahtuu enemmän lämpenemistä kuin reunoilla, joten myös lämpötila on siellä suurin laserkiteen alueella. Lämpötilagradientti muodostaa kuperaa linssiä vastaavan vaikutuksen, jota kutsutaan lämpölinssiytymiseksi. Simuloinnin perusteella, suurinpiirtein lämpenemistä vastaavan, polttoväliltään $f = 125$ mm linssin lisäämi-

nen vahvistavan väliaineen yhteyteen kaviteettiin kasvattaa sädekoon $190\ \mu\text{m}$ kokoiseksi peilillä M_4 . Lämpölinssi ei välttämättä ole symmetrinen, johtuen esimerkiksi lämpövirtauksesta sekä pumppusäteen muodosta ja sijainnista, joten suurilla pumpputehoilla sädeprofiili voi vääristyä enemmänkin. Kaviteetti tulisikin ensisijaisesti säätää yhdelle käytettävälle pumpputeholle.

Kaviteetin pitkittäistä moodirakennetta ei ole rajoitettu lainkaan, jolloin laserin ulostulospektri ei ole ohut, vaan muodostuu useasta laseroivasta aallonpituudesta. Käytännössä laserointi alkaa moodista, jolla on pienet häviöt ja suuri emissiovuorovaikutusala σ_{em} . Kaviteetin optinen pituus on lyhyen PPLN-kiteen kanssa $402\ \text{mm}$, joten vapaa spektrinen matka on kaavan 3.6 mukaan $373\ \text{MHz}$, joka vastaa spektrin $1063,7\ \text{nm}$ keskiaallonpituudella $1,4\ \text{pm}$. Kuvan 5.3f) datasta voidaan laskea kaviteetista löytyvän noin 186 pitkittäistä laseroivaa moodia, kun spektrin puoliarvon leveys on $0,26\ \text{nm}$. Leveys pysyy pitkälti vakiona, kun pumpputeho ylittää sata milliwattia. Laseroivien moodien vaihe-eroa ei kontrolloida lainkaan, jolloin vaihe-ero moodien välillä on satunnainen. Laserin kokonaisteho muodostuu laseroivien moodien tehojen summasta.

Pitkän PPLN-kiteen kanssa käytetyn kaviteetin optinen pituus on $436\ \text{mm}$, jolloin vapaa spektrinen matka on $344\ \text{MHz}$. Kuvan 5.6 ulostulospektrin leveys on $0,55\ \text{nm}$, jolloin laseroivia moodeja syntyy kaviteettiin noin 424 . Pitkän PPLN-kiteen kanssa tapahtuu huomattavasti enemmän diffraktiohäviöitä suoraan kiteen paksuuden ja säteen koon suhteen vuoksi. Kide rajoittaa kaviteetin säteen kokoa. Pumppuenergia siirtyy vain tiettyyn rajaan asti keskiaallonpituudelle ja tämän jälkeen sitä ympäröiviin pitkittäismoodeihin leventäen ulostulospektriä. Pitkän ja ohuen kiteen kanssa työskentelyssä haasteena on nimenomaan diffraktiohäviöiden minimointi ja lämpölinssiytymisen aiheuttama säteen siirtyminen sekä koon muuttuminen. Siirtyminen aiheuttaa säteen leikkautumisen toispuoleisesti, joka ilmenee kaviteetin laseroinnin häviämisenä. Toisaalta tiukka $360\ \mu\text{m}$ halkaisijan omaavan säteen sijoittaminen keskelle $500\ \mu\text{m}$ paksuista kidettä on vaikeaa ja joka tapauksessa häviöitä syntyy säteen reunojen leikkautumisesta. Mittauksissa pumpputehojen kasvattaminen ei tuonut lisätehoja enää $2\ \text{W}$:n jälkeen, joka kielii häviöistä lämpölinssiytymisen vuoksi.

Kuvassa 5.5 on huomattavissa kaviteettitehon saturoitumista sekä ilman PPLN-kidettä, että lyhyen PPLN-kiteen kanssa pumpputehon ylittäessä $2,5\ \text{W}$. Laskettaessa vahvistavan väliaineen saturaatiotehoa pumppusäteelle ($w = 150\ \mu\text{m}$), saadaan arvoksi $3,22\ \text{W}$. Vahvistava väliaine saturoituu, kun yhä suurempi osa molekyyleistä

virittyy eikä ehdi palata perustilalle ennen seuraavaa fotonia. Perustilan populaatiotiheys pienenee aiheuttaen absorption heikentymisen ja pumppuvalo pääsee etene-mään pidemmälle laserkiteeseen. Monimuotokuidusta peräisin olevan säteen laatu aiheuttaa koon kasvun melko nopeasti polttopisteen jälkeen, kuten kuvasta 4.6 on havaittavissa. Pidempi absorptiomatka aiheuttaa pumppusäteen koon kasvua, jolloin osa pumpun luomasta käänteisestä miehityksestä ei osu enää kaviteetin säteen kanssa samaan tilavuuteen. Samalla kun pumppusäteen koko kasvaa, sen luoma käänteisen miehityksen populaatiotiheys laskee. Alhainen käänteisen miehityksen populaatiotiheys laskee vahvistukseen tarvittavan stimuloidun emission todennäköisyyttä. Vä-liaineen saturaation vaikutus kasvaa sitä enemmän, mitä suurempaa pumpputehoa käytetään. Yksi vaihtoehto päästä kaviteettitehon saturoitumisesta eroon on käyt-tää korkeamman neodyymipitoisuuden laserkidettä. Vahvistava väliaine saturoituu edelleen samalla tavalla, mutta suurempi neodyymipitoisuus mahdollistaa pump-puvalon absorboitumisen lyhyemmällä matkalla säteen pysyessä oikean kokoisena. Korkean pitoisuuden laserkiteen riskinä on suurempi lämpölinssiytyminen entistä paikallisemman lämpenemisen aiheuttamana.

6.3 Infrapunahavaitsimen muunnoskaistat

PPLN-kiteessä tapahtuva taajuussummaus tapahtuu kaikkien laseroivien moodien ja infrapunavalon välillä. Muunnoskaistan leveys on siis verrannollinen laseroivien moodien määrään. Toisaalta yhtälön 2.28 perusteella eksponentin nollaus vaikuttaa signaaliin. Käyttämällä yhtä poolausjaksoa vaihesovitustermi Δk_Q voidaan sovittaa jollekin tietylle aallonpituudelle, kuten simulaatiokuvasta 4.7 näkyy. Toisaalta jos Δk_Q ei ole aivan nolla, signaalia syntyy edelleen, kunhan tulo Δk_z ei kasva kovin suureksi PPLN-kiteen pituuden aikana. Pidempi kide tuottaa paremman amplitudin kasvun, mutta lyhyempi leveämmän aallonpituuskaistan.

Kuvan 5.7 datan perusteella pitkän PPLN-kiteen voidaan todeta toimivan odotetulla tavalla summataajuuskaviteetissa. Esimerkiksi 20,9 μm :n poolausjakson muunnos-kaistan maksimi 100,0 °C asteessa on 778,3 nm, joka vastaa 2900,8 nm:n summausta 1063,7 nm:n valon kanssa. Kuvan 4.7 simulaation perusteella summautuva aallon-pituus tulisi olla 2904 nm. Ero saattaa hyvin johtua käytetyn spektrianalysaattorin kalibroinnista. PPLN-kiteen lämpötila ei välttämättä ole tarkasti 100,0 °C säteen kulkureitillä, jos ja kun kiteessä tapahtuu 1064 nm:n absorptiota. Toisaalta PPLN-kiteen paikallinen lämpeneminen johtaisi suuremman aallonpituuden summautumi-seen. Jos summattavat säteet eivät kulje yhdensuuntaisesti poolausjakson kanssa,

säteet kokevat poolausjakson pidemmäksi kuin se todellisuudessa on. Esimerkiksi 1° kulmassa poolausjaksoon kulkevat säteet kokevat $20,9 \mu\text{m}$:n poolausjakson pituuden 3 nm pidemmäksi, joka vastaa 100°C lämpötilassa yhden nanometrin suurempaa summautuvaa aallonpituutta. Käytettyjen parametrien yhteydessä pienillä säteen kulkukulmilla voidaan kulman vaikutuksen todeta olevan $1 \text{ nm} / ^\circ$. Todellisuudessa suuremmalla aallonpituus-, kulma ja lämpötila-alueella riippuvuus ei ole lineaarinen.

Pitkän PPLN-kiteen laserkaviteetin $0,55 \text{ nm}$:n viivanleveys vastaa $3,2 \text{ nm}$:n muunnoskaistaa infrapuna-alueella. Kaviteetin valokentän pienempi raja-arvo vastaa teoreettisesti 2902 nm :n muunnosta $778,5 \text{ nm}$:n aallonpituudelle ja suurempi raja-arvo $2905,2 \text{ nm}$:n muunnosta $778,8 \text{ nm}$:n aallonpituudelle. Toisaalta integroimalla yhtälön 2.28 eksponenttitermiä eri Δk_Q arvoilla kiteen pituuden suhteen, voidaan todeta epälineaarisen kiteen tuottavan infrapunalla $1,2 \text{ nm}$:n kaistan 40 mm :n pituudella ja $4,8 \text{ nm}$:n kaistan 10 mm :n pituudella. Todelliseen mitattuun kaistanleveyteen vaikuttavat laserin viivanleveys, kiteen pituus, sekä infrapunavalon fokusointikulma. Jos fokusointi tehdään lyhyellä matkalla, infrapunäsäteen reunat kulkevat kiteessä huomattavasti eri kulmassa kuin säteen keskiosa. Näin ollen säteen reunat kokevat eri pidemmän poolausjakson ja säteen reunoilla suuremmat aallonpituudet summautuvat kaviteettisäteen kanssa.

Jos summataajuuskaviteettiin syötetään infrapunavaloa vain yhdellä aallonpituudella, se summautuu kaikkiin niihin laseroiviin moodeihin, jotka toteuttavat vaihesovitusehdon $\Delta k_Q \approx 0$. Varsinkin pitkän kiteen ja leveän laser spektrin yhdistelmä aiheuttaa infrapunon summautumisen alle puoleen kaviteettimoodista. Joka tapauksessa infrapunavalon summautuminen useampaan kaviteettimoodiin ilmenee summataajuudella taaajuustasossa leveämpänä viivana. Varsinkin jos laaja infrapunaspektri halutaan mitata summataajuudella ja laserin viivanleveys on suuri, on mitattava spektri kiteen kaistan ja laserin viivanleveyden konvoluutio. Käytännössä alkuperäisen spektrin piikit tasoittuvat ja erojen havaitseminen vaikeutuu ja datan jälkikäsitteilyä vaaditaan.

Haluttaessa mahdollisimman leveä muuntokaista, esimerkiksi infrapunakuvantamiseen, kannattaa laserin vahvistavan väliaineena käyttää mahdollisimman leveän vahvistuskaistan omaavaa ainetta. Samalla voidaan valita lyhyt PPLN-kide, joka mahdollistaa leveämmän kaistan. Suuren kaistan tavoittelu lyhyellä PPLN-kiteellä näkyy yksittäisen aallonpituuden kannalta huonompana muuntohyötysuhteena vuorovaikutusmatkan lyhentymisen vuoksi. Samalla leveä laserointikaista tarkoittaa vähemmän

tehoa moodia kohden, vaikkakin kokonaisteho olisikin korkeampi. Äärimmäistä suorituskkyä yhdelle infrapuna-aallonpituudelle etsittäessä, esimerkiksi infrapuna lasertutkalle (engl. IR-Lidar), pitkä PPLN kide on ehdoton vaihtoehto. Samalla laserin viivanleveyttä tulisi rajoittaa, niin että turhia laseroivia moodeja ei synny kaviteettiin. Tämä voitaisiin toteuttaa esimerkiksi etalonin lisäyksellä kaviteettiin, jolloin osaan moodeista syntyisi paljon häviöitä ja niiden laserointi heikkenisi tai häviäisi kokonaan. Kaviteetin moodeja rajoittamalla päästään eroon myös summataajuuspektrin vääristymästä, kun infrapuna ei summaudu enää kaikkiin mahdollisiin moodeihin.

Kuvan 5.9 datan perusteella saadaan arvioitua summataajuuskaviteetin hyötyjä. Summataajuuskaviteetin ansiosta mittausnopeus on kiinni vain ja ainoastaan käytettävästä lähi-infrapuna havaintsimesta, kuten mittauksessa käytetystä piidiodista. Käytetty diodi on perusmittakäyttöön, eikä ole edes erityisen nopea. Kuitenkin nanosekuntipulssista saadaan signaalit pulssikohtaisesti. Käytetyn vahvistetun diodin nousuaika 2,3 ns ja mitattu signaali kestää noin 6 ns, jos sisäisen vahvistimen vastaheiton aiheuttamaa "soimista" (engl. *ringing*) ei huomioida. Pulssin varsinaista piikkitehoa on vaikea arvioida, sillä mittapistet ovat turhan harvassa. Signaalin muoto tulee käytännössä diodin ja vahvistimen yhteisestä vasteesta nopeaan valopulssiin. Kuitenkin, jos lasketaan ja arvioidaan pulssin sisältämää energiaa, päästään arvioon 0,14 pJ. Signaalille voidaan arvioida signaali-kohinasuhde ympäröivään kohinaan nähden, joka on 1664 (1000 pulssin keskiarvo, 0,013s mittausaika). Piidiodin ominainen kohina yksittäisen mittauksen tapauksessa on noin 1 mV, jolloin signaali-kohinasuhde on 50.

Oikealla kuvassa 5.9 on valojohdehavaintsimen tuottama signaali. Havaintsimen kaistanleveys (BW) ja nousuaika eivät riitä yksittäisten pulssien havaitsemiseen, vaan signaali on verrannollinen pulssien tuottamaan tehoon. Selvää kuitenkin on, että signaalitaso on huomattavasti korkeampi kuin yksittäisten pulssien tapauksessa. Signaali-kohinasuhde varsinaiseen kohinaan verrattuna on 84 (kohina valon osuessa havaintsimelle). Signaalin pohjatasolla on nähtävillä voimakkaasti ja nopealla taajuudella värähtelevää signaalia, joka ilmenee kun valoa ei osu havaintsimelle. Todennäköisesti tämä johtuu havaintsimen oman vahvistimen takaisinkytkennästä ja vahvistimen värähtelystä ilman signaalia. Mittausaika on verrannollinen katkojen taajuuteen ja signaalin sekä datalehden perusteella nopein käytettävä taajuus on 600 Hz, jolloin signaali alkaa muistuttaa sinikäyrää. Tarkkojen mittausten apuna käytetään usein lukitusvahvistinta (engl. *lock-in-amplifier*), jolloin vain signaalin ympärillä ole-

vaa taajuuskaistaa vahvistetaan ja päästään hyvään signaali-kohinasuhteeseen. Signaalin voimakkuuden perusteella infrapunavalon teho on $2,81 \mu\text{W}$. Keskimääräisen pulssin sisältämä energia 75 kHz:n pulssitaajuudella on 38 pJ.

Mittauksissa käytetyt monokromaattorin asetukset oli asetettu melko suuren aallonpituuskaistan läpipäästäväksi, eli tulo sekä lähtöaukot olivat avoinna. Syynä tähän oli infrapunavalon linjaamiseen tuottamat hankaluudet, sillä sädetä on erittäin vaikea tai mahdoton seurata infrapuna-alueella ja vieläpä heikkotehoista valoa käyttäen. Monokromaattori päästää aukot avoinna jotain kymmeniä nanometrejä leveään aallonpituuskaistan lävitseen ja valojohdehavaitsin toimii koko alueella, toisin kuin summataajuuskaviteetti, jolle mitattiin 4,9 nm muunnoskaista käytetyn pitkän PPLN-kiteen tapauksessa. Muuntimelle olennaisen muuntohyötysuhteen, eli fotonien muuntosuhteen infrapunalta summataajuudelle, määrittäminen tämän mitausdatan puiteissa ei ole kovin tarkkaa ja vaatiikin selvästi paremman linjauksen monokromaattorin läpi käyttäen tulo ja lähtöaukoille esimerkiksi $50 \mu\text{m}$:n arvoa, jolloin molemmille havaitsimille saataisiin sama rajattu aallonpituuskaista havaittavaksi. Näiden mittausten pohjalta voidaan laskea karkeasti kvanttihyötysuhteen olevan 1 %:n suuruusluokkaa, kun huomioidaan molempien havaitsimien signaalit ja niiden mittaaman infrapunavalon kaistanleveys.

Omalta osaltaan havaitsimien tehokkuuteen vaikuttaa mitattavan valon polarisaatio eli sähkökentän värähtelysuunta. Valojohdehavaitsin mittaa eri tavoin polarisoituneita säteitä yhtä tehokkaasti, kun taas summataajuushavaitsin on voimakkaasti polarisaatioriippuva. Kappaleen 2.3 mukaisesti työn summataajuushavaitsin hyödyntää paloittaista vaihesovitusta (QPM), jolle on erityisen tärkeää summattavien kenttien polarisaatioiden yhdensuuntaisuus. Mittauksissa summattavan sähkökentän polarisaatiota ei erikseen määritetty. Muuntohyötysuhdetta määritettäessä summattava valo kannattanee ohjata polarisaattorin läpi, joka varmistaa summattavien kenttien yhdensuuntaisuuden.

Kuvan 5.10 perusteella signaalin voimakkuus kasvaa merkittävästi noin 700 mW:n kaviteettitehoon asti, jonka jälkeen signaalin voimakkuus alkaa saturoitua. Yhden ja seitsemän watin välillä signaalin voimakkuus kasvaa vielä 12 %, joka on vähän verrattuna ensimmäisen 700 mW:n aikana muodostuvaan signaaliin. Signaalin saturoituminen voi johtua kaviteettisäteiden kokemasta lämpölinssi-ilmiöstä, jolloin säteen koko PPLN-kiteellä kasvaa hieman kaviteettitehon kasvaessa. Säde voi liikkua hieman alkuperäiseltä polultaan ja aiheuttaa näin signaalin voimakkuuden kasvun. Sä-

dekameran kuvissa ei havaittu merkittävää siirtymää, joka varmistaisi säteen liikkumisen. Mikäli signaali satureituu siitä syystä, että hyvin suuri osa infrapunavalosta on jo summautunut pienilläkin kaviteettitehoilla, ollaan saavutettu hyvin suuri sisäinen muuntohyötysuhde. Tällöin koko summataajuushavaintsimen muuntohyötysuhteen parantamiseksi tulee parantaa infrapunavalon linjausta kiteen läpi. Toistaiseksi on kuitenkin aikaista sanoa, onko saavutettu niin korkea sisäinen muuntohyötysuhde, jota on vaikea parantaa kaviteetin tehoja lisäämällä.

7. YHTEENVETO

Työssä tarkasteltiin infrapunavälialueen havainnointia summataajuuskaviteetin avulla. Olenaisena ja suurimpana yksittäisenä osana oli laserkaviteetin suunnittelu sekä rakentaminen, joka huomioitiin teoriaosuudessa painottamalla laserfysiikan ilmiöitä. Yksinkertaisesti kyse oli vain oikeanlaisen epälineaarisen kiteen asettamisesta laserkaviteettiin, jonka jälkeen linjaamalla infrapunavälialue kiteen läpi yhdensuuntaisesti samaa polkua pitkin havaitsin oli toimintavalmis.

Laserkaviteetin suunnittelua ja toteutusta voidaan pitää melko onnistuneena. Sädeprofiilin perusteella kaviteettiin virittyy pääasiassa yksi poikittainen moodi ja suuremmilla pumpputehoilla on nähtävissä hieman korkeamman asteen moodeista aiheutuvaa hajavaloa. Poikittaisen moodin koko on päätyypeilillä noin $180\text{ }\mu\text{m}$, joka on suurempi kuin simuloitu $140\text{ }\mu\text{m}$, mutta toisaalta vahvistavan väliaineen lämpölinssi-ilmiö selittää osaltaan eron sädekoossa. Tärkeintä kuitenkin on, että säde mahtuu epälineaarisen kiteen läpi leikkaamatta säteen reunoja liikaa. Toisaalta sädekoosta määrää infrapunavälialueen linjaustarkkuuden, mitä pienempi säde, sitä tarkempi fokusointi ja linjaus vaaditaan. Tarpeettoman suuri säde laskee muuntotehokkuutta paikallisen sähkökentän amplitudin laskiessa. Esimerkiksi Seidelin-Damin artikkelissa raportoidaan $180\text{ }\mu\text{m}$:n sädekoosta samankaltaisessa kaviteetissa, jota käytetään infrapunavälialueen kuvantamiseen [8].

Summataajuuskaviteettiin laseroivat useat pitkittäiset lasermoodit ja ainoa rajoitettava tekijä on käytännössä vahvistavan väliaineen emissioviivanleveys. Kirjallisuudessa on raportoitu Nd:YVO₄:lle noin $1,0\text{ nm}$:n emissioviivanleveys ja esimerkiksi Lin [49] raportoi vapaasti laseroivan Nd:YVO₄ laserin viivanleveydeksi noin $0,2\text{ nm}$. Mitattu arvo $0,26\text{ nm}$ lyhyen PPLN-kiteen kanssa on hyvin lähellä Linin raportointia. Pitkän PPLN-kiteen kanssa spektrin leveneminen johtuu kiteen aiheuttamista häviöistä, jolloin yksittäiset moodit eivät pääse laseroimaan kovin voimakkaasti ja useampi moodi virittyy kaviteettiin. Toisaalta huono sädeprofiili tässä tapauksessa kertoo myös mahdollisesta poikittaismoodien lisääntymisestä aiheuttaen

viivanleveyden kasvua.

Vastaavanlaisessa käytössä kaviteeteista on raportoitu 8 W:n [34] ja 100 W:n [8] sisäkaviteettitehoja. Työssä päästiin lyhyen kiteen kanssa noin 11W:n tehoihin. Pitkän kiteen pinnoittamaton takapinta yhdessä 500 μm paksuuden kanssa aiheuttivat liikaa häviöitä ja näin saavutettiin vain 2,3 W:n teholla vakaasti toimiva kaviteetti. Työn aikana ei saatu luotettavaa mittausta muuntohyötysuhteelle. Seidelin-Dam raportoi 100 W:n sisäkaviteettiteholla, 180 μm :n sädekoolla ja 20 mm pitkällä PPLN-kiteellä 20% hyötysuhteen kiteen c-akselin suuntaisesti polarisoidulle valolle. Arvio noin 1 %:n toteutuneesta hyötysuhteesta 2,3 W kaviteettiteholla ja 40 mm PPLN-kiteellä on kelvallinen, muttei kovin luotettava. Yksittäiselle kapealle kaistalle paras hyötysuhde saadaan pitkällä kiteellä ja suurella kaviteettiteholla.

Työn toteutusta voitaisiin parantaa asettamalla vähintään 1mm paksu ja 40 mm pitkä PPLN-kide kaviteettiin, jolloin saataisiin käyttöön pitkän kiteen vuorovaikutusmatka. 1 mm vaikuttaa riittävältä paksuudelta diffraktiohäviöiden välttämiseksi. Vaihtamalla laserin vahvistavaksi väliaineeksi korkeamman neodyymipitoisuuden laserkide, saavutettaisiin pumppulaserin absorptio lyhyemmällä matkalla. Tällöin pumppusäteen koko vastaa paremmin absorptiomatkallaan kaviteettisäteen kokoa, eikä ehdi levitä liian suurelle alalle. Suuremman pitoisuuden laserkide tuottaa todennäköisesti voimakkaamman lämpölinssi-ilmiön, joka tulee huomioida kaviteetin suunnittelussa.

Summataajuudella käytettävät havaitsimet ovat ominaisuuksiltaan huomattavasti nopeampia ja kohinattomampia, joka mahdollistaa kokonaan uudenlaista mitausteknologiaa. Esimerkiksi infrapunalasertutka (engl. *IR-Lidar*) hyötyy hyvin toimivasta summataajuushavaitsimesta kasvattaen paikkaresoluutiota nopeutensa ansiosta. Kapean viivanleveyden omaavaa kaviteettia voitaisiin käyttää yhdessä epäsäännöllisesti poolatun PPLN-kiteen kanssa, jolloin jokainen infrapuna-aallonpituus kuvautuisi vain yhdeksi aallonpituudeksi summataajuudella. Epäsäännöllinen kide mahdollistaisi samalla suuren kaistanleveyden, jolloin infrapunaspektri voitaisiin lukea hyvin nopeasti summataajuudella toimivalla spektrometrillä.

Infrapuna-aallonpituuksien havainnointi laser-kaviteetin sisäistä taajuussummausta käyttäen ei varmastikaan ole helpoin tapa infrapunavalon havainnoinnissa. Summataajuuskaviteetin suunnitteluun ja käytännön toteutukseen liittyy paljon pieniä yksityiskohtia, joiden huomiointi ottaa oman aikansa. Tekniikassa yhdistyvät kolme suurta optiikan osa-aluetta: laserfysiikka, epälineaarinen optiikka sekä spektros-

kopia. Laserfysiikka on yksittäisenä osa-alueena vahvasti esillä summattavan 1064 nm:n sähkökentän luomisessa. Epälineaariset ilmiöt mahdollistavat summataajuushavainnoinnin ja spektroskopia antaa mahdollisia sovelluskohteita.

LÄHTEET

- [1] P. G. Witherell and M. E. Faulhaber. The silicon solar cell as a photometric detector. *Appl. Opt.*, 9(1):73–78, Jan 1970.
- [2] Jon Geist. Quantum efficiency of the p-n junction in silicon as an absolute radiometric standard. *Appl. Opt.*, 18(6):760–762, Mar 1979.
- [3] T. P. Pearsall and R. W. Hopson. Growth and characterization of lattice-matched epitaxial films of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ by liquid-phase epitaxy. *Journal of Electronic Materials*, 7(1):133–146, 1978.
- [4] K. J. Bachmann and J. L. Shay. An InGaAs detector for the 1.0–1.7 μm wavelength range. *Applied Physics Letters*, 32(7):446–448, 1978.
- [5] P Norton. HgCdTe infrared detectors. *Optoelectronics review*, 1(3):159–174, 2002.
- [6] M. M. Abbas, T. Kostiuk, and K. W. Ogilvie. Infrared upconversion for astronomical applications. *Appl. Opt.*, 15(4):961–970, Apr 1976.
- [7] R. W. Boyd and C. H. Townes. An infrared upconverter for astronomical imaging. *Applied Physics Letters*, 31(7):440–442, 1977.
- [8] Christian Pedersen Jeppe Seidelin Dam, Peter Tidemand-Lichtenberg. Room-temperature mid-infrared single-photon spectral imaging. *Nature photonics*, 6:788–793, Sep 2012.
- [9] R. Tang, W. Wu, X. Li, H. Pan, H. Zeng, and E. Wu. Low-noise infrared spectroscopy via tunable frequency upconversion at single-photon level. *IEEE Photonics Technology Letters*, 27(15):1642–1645, Aug 2015.
- [10] Tyler W. Neely, Lora Nugent-Glandorf, Florian Adler, and Scott A. Diddams. Broadband mid-infrared frequency upconversion and spectroscopy with an aperiodically poled LiNbO_3 waveguide. *Opt. Lett.*, 37(20):4332–4334, Oct 2012.
- [11] Eugene Hecht. *Optics*. Reading (MA) : Addison-Wesley, 3rd edition edition, 1998.
- [12] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003.

- [13] W. Sellmeier. Zur erklärang der abnormen farbenfolge im spectrum einiger substanzen. *Annalen der Physik*, 219(6):272–282, 1871.
- [14] Dieter H. Jundt. Temperature-dependent sellmeier equation for the index of refraction, ne, in congruent lithium niobate. *Opt. Lett.*, 22(20):1553–1555, Oct 1997.
- [15] J. M. Hollas. *Modern spectroscopy*. John Wiley & Sons, Ltd, fourth edition, 2004.
- [16] Orazio Svelto. *Principles of Lasers*. Springer, New York, Dordrecht, Heidelberg, London, 5th edition, 2010. ISBN 978-1-4419-1301-2.
- [17] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Appl. Opt.*, 5(10):1550–1567, Oct 1966.
- [18] A.E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [19] P.A. Belanger. Beam propagation and the abcd ray matrices. *Optics letters*, 16(4):196–198, Feb. 1991.
- [20] Anthony E. Siegman. Defining, measuring, and optimizing laser beam quality. *Proc. SPIE*, 1868(2):2–12, Feb. 1993.
- [21] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 127:1918–1939, Sep 1962.
- [22] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe. First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation. *Applied Physics Letters*, 62(5):435–436, 1993.
- [23] Antoni Rogalski. Infrared detectors: an overview. *Infrared Physics & Technology*, 43(3–5):187 – 210, 2002.
- [24] J.L. Tissot. IR detection with uncooled sensors. *Infrared Physics & Technology*, 46(1–2):147 – 153, 2004. Workshop on Advanced Infrared Technology and Application.
- [25] Thorlabs inc. *PDA10A-EC Si Amplified fixed Detector*, 2012. Available: <http://www.thorlabs.de/thorcat/13000/PDA10A-Manual.pdf>.

- [26] Photodiode tutorial. luettu 08.06.2016 Available: <http://www.thorlabs.de/tutorials.cfm?tabID=31760>.
- [27] Thorlabs inc. *PDA10DT(-EC) Amplified InGaAs Detector*, 2013. Available: <http://www.thorlabs.de/thorcat/13100/PDA10DT-EC-Manual.pdf>.
- [28] Thorlabs inc. *PDA30B(-EC) Ge Switchable Gain Detector*, 2012. Available: <http://www.thorlabs.de/thorcat/23100/PDA30B-EC-Manual.pdf>.
- [29] T. W. Case. Notes on the change of resistance of certain substances in light. *Phys. Rev.*, 9:305–310, Apr 1917.
- [30] PbS and PbSe photoconductive detectors. luettu 09.06.2016 Available: http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=2655.
- [31] Thorlabs inc. *PDA20H(-EC) PbSe Preamplified Detector*, 2015. Available: <http://www.thorlabs.de/thorcat/13100/PDA20H-Manual.pdf>.
- [32] Thorlabs inc. *PDA30G(-EC) PbS Preamplified Detector*, 2015. Available: <http://www.thorlabs.de/thorcat/13100/PDA30G-EC-Manual.pdf>.
- [33] Robert W. Boyd. Infrared upconversion for astronomy. *Optical Engineering*, 16(6):166563–166563–, 1977.
- [34] Qi Hu, Jeppe Seidelin Dam, Christian Pedersen, and Peter Tidemand-Lichtenberg. High-resolution mid-ir spectrometer based on frequency upconversion. *Opt. Lett.*, 37(24):5232–5234, Dec 2012.
- [35] A. Javan, W. R. Bennett, and D. R. Herriott. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture. *Phys. Rev. Lett.*, 6:106–110, Feb 1961.
- [36] J. E. Geusic, H. M. Marcos, and L. G. Van Uitert. Laser oscillations in Nd doped yttrium aluminum, yttrium gallium and gadolinium garnets. *Applied Physics Letters*, 4(10):182–184, 1964.
- [37] J.R. O'Connor. Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of YVO₄:Nd. *Applied physics letters*, pages 407–409, Dec. 1966.
- [38] T. Pollak, W. Wing, R. Grasso, E. Chicklis, and H. Jenssen. CW laser operation of Nd:YLF. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2):159–163, Feb 1982.

- [39] A.A. Kaminskii. Laser crystals and ceramics: recent advances. *Laser & Photonics Reviews*, 1(2):93–177, 2007.
- [40] L. Fornasiero, S. Kück, T. Jensen, G. Huber, and B.H.T. Chai. Excited state absorption and stimulated emission of Nd^{3+} in crystals. part 2: YVO_4 , GdVO_4 , and $\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$. *Applied Physics B*, 67(5):549–553, 1998.
- [41] D. C. Brown. Comprehensive four-level laser model with power conservation part i: Laser kinetics and application to $\text{Nd}:\text{YVO}_4$. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 48(12):1527–1535, Dec 2012.
- [42] V Lupei, N Pavel, and T Taira. Highly efficient laser emission in concentrated $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ components under direct pumping into the emitting level. *Optics Communications*, 201(4–6):431 – 435, 2002.
- [43] Damien Sangla, Marc Castaing, François Balembois, and Patrick Georges. Highly efficient $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ laser by direct in-band diode pumping at 914 nm. *Opt. Lett.*, 34(14):2159–2161, Jul 2009.
- [44] Xin Ding, Su-Jia Yin, Chun-Peng Shi, Xue Li, Bin Li, Quan Sheng, Xuan-Yi Yu, Wu-Qi Wen, and Jian-Quan Yao. High efficiency 1342 nm $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ laser in-band pumped at 914 nm. *Opt. Express*, 19(15):14315–14320, Jul 2011.
- [45] A. W. Tucker, M. Birnbaum, C. L. Fincher, and J. W. Erler. Stimulated-emission cross section at 1064 and 1342 nm in $\text{Nd}:\text{YVO}_4$. *Journal of Applied Physics*, 48(12):4907–4911, 1977.
- [46] W. Ryba-Romanowski. YVO_4 crystals - puzzles and challenges. *Crystal Research and Technology*, 38(3-5):225–236, 2003.
- [47] W. Koechner and D. K. Rice. Birefringence of YAG: Nd laser rods as a function of growth direction. *J. Opt. Soc. Am.*, 61(6):758–766, Jun 1971.
- [48] Efim A. Khazanov. Thermally induced birefringence in $\text{Nd}:\text{YAG}$ ceramics. *Opt. Lett.*, 27(9):716–718, May 2002.
- [49] Y. Y. Lin, S. Y. Chen, A. C. Chiang, R. Y. Tu, Y. C. Huang, Y. F. Chen, and Y. H. Chen. Single-longitudinal-mode, tunable dual-wavelength, CW $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ laser. *Opt. Express*, 14(12):5329–5334, Jun 2006.

LIITE 1, V-KAVITEETIN STABIILISUUSEHTOJEN JOHTAMINEN

Johtaminen on tehty kaksi haaraiselle kaviteetille, jonka ainoa sädetä kohdistava komponentti on haarojen välissä oleva kovera peili. Säteen tulokulman koveraan peiliin nähden oletetaan olevan pieni. Suurella tulokulmalla peilin polttopituuden $R/2$ ei pidä tarkasti paikkaansa.

Kaviteetin kiertomatriisi lasketaan osion 3.1 mukaisesti. Kiertomatriisin alkio A_K ja D_K ovat yhtälön 3.2 mukaan samat, joten kaviteetin stabiilisuusehto 3.4 voidaan kirjoittaa

$$-1 < A_K < 1. \quad (1)$$

Seuraavaksi tarvitaan kiertomatriisi K . Määritellään haarojen pituudet L_l ja L_p vastaamaan vasenta ja oikeaa puolta peiliin nähden. Oletetaan, että kaviteetissa ei ole muita komponentteja. Olkoon $R_p > 0$ koveran peilin kaarevuussäde. Komponenttien siirtomatriisit ovat

$$L_1 = \begin{bmatrix} 1 & L_l \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, R = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_p & 1 \end{bmatrix} \text{ ja } L_2 = \begin{bmatrix} 1 & L_p \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Kiertomatriisi alkaen vasemmasta haarasta saadaan nyt $K = L_1 R L_2 L_2 R L_1$, eli

$$K = \begin{bmatrix} 1 & L_l \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_p & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_p \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_p \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_p & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L_l \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Laskemalla matriisitulo auki löydetään matriisin ensimmäinen alkio, joka sijoitetaan yhtälöön 1. V-kaviteetin stabiilisuudella saadaan nyt muotoiltua

$$-1 < \frac{R_p^2 + 8L_l L_p - 4L_l R_p - 4L_p R_p}{R_p^2} < 1. \quad (3)$$

Käsitellään ensin oikean puoleinen epäyhtälö. Kertomalla puolittain R_p^2 ja siirtämällä termit vasemmalle saadaan

$$8L_l L_p - 4L_l R_p - 4L_p R_p < 0, \quad (4)$$

joka voidaan muotoilla lopulliseen muotoonsa

$$R_p > \frac{2L_l L_p}{L_l + L_p}. \quad (5)$$

Erityisesti, jos haarat ovat yhden mittaiset $L_l = L_p = L$, niin saadaan ehto $R_p > L$.

Seuraavaksi käydään läpi epäyhtälön 1 vasen puoli. Jälleen kerrotaan puolittain R_p^2 ja siirretään termit samalla puolella, jolloin saadaan yhtälö

$$2R_p^2 + 8L_l L_p - 4L_l R_p - 4L_p R_p > 0. \quad (6)$$

Supistetaan kertoimet pois ja ryhmitellään uudelleen, jolloin nähdään helposti kertoimet toisen asteen yhtälön ratkaisua varten

$$R_p^2 - 2(L_l + L_p)R_p + 4L_l L_p > 0. \quad (7)$$

Ratkaistaan nollakohdat sijoittamalla ratkaisukaavaan:

$$\begin{aligned} R &= \frac{2(L_l + L_p) \pm \sqrt{4(L_l + L_p)^2 - 16L_l L_p}}{2} \\ &= \frac{2(L_l + L_p) \pm \sqrt{4L_l^2 + 4L_p^2 + 8L_l L_p - 16L_l L_p}}{2} \\ &= \frac{2(L_l + L_p) \pm \sqrt{4L_l^2 + 4L_p^2 - 8L_l L_p}}{2} \\ &= \frac{2(L_l + L_p) \pm 2\sqrt{(L_l + L_p)^2}}{2} \\ &= L_l + L_p \pm L_l \mp L_p \\ R &= 2L_l \text{ tai } 2L_p. \end{aligned} \quad (8)$$

Jos ja kun haarojen pituudet eivät ole identtiset ja toinen on pidempi, voidaan määritellä ehto paremmin. Ei ole väliä kumpi haaroista on pidempi, joten valitaan $L_p > L_l$. Nyt voidaan kirjoittaa yhtälöiden 5 ja 8 tulosten pohjalta ehdot:

$$R_p/2 > L_p \quad \text{vakaa} \quad (9a)$$

$$L_p > R_p/2 > L_l \quad \text{ei vakaa} \quad (9b)$$

$$L_l > R_p/2 > \frac{L_l L_p}{L_l + L_p} \quad \text{vakaa}. \quad (9c)$$